

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

VOL. 6.

No 6.

NOVEMBER—DECEMBER 1958

BUDAPEST

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
K Ö Z L E M É N Y E I

Bardócz Árpád, Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor,
Mertz János, Náray Zsolt, Pál Lénárd és Vödrös Dániel

közreműködésével szerkeszti

Fenyves Ervin

6.évfolyam 6.szám

1958.november-december

T A R T A L O M J E G Y Z É K

Oldal

1. Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi Antal: Magaktiv részecskéket tartalmazó kiterjedt légizáporok további vizsgálata 433
2. Bozóki György és Gombosi Éva: Nagyenergiájú magkölcshatások anizotrópiájának vizsgálata 439
3. Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos: Vizsgálatok a C^{13} atommag 16,1 MeV energiájú gerjesztett nivóján 454
4. Fogarassy Bálint, Keszthelyi Lajos és Varga Péter: A Compton-effektus problémáiról 462
5. Szabó Pál: Neutron-diffraktométer kollimátorának méretezése és elhelyezése 475
6. Marx György és Menyhárd Nóra: A kozmikus neutrínó-sugárzásról 485
7. Fogarassy Bálint: Inkoherens tér és elektronok kölcsönhatása 489
8. Bardócz Árpád: Új nagy pontosságú rendszer időben felbontott spektroszkópiához 497
9. Deézsi Irén: Hetes felső vibrációs állapotú β -sávok észlelése a NO-molekula szinképében 524
10. Imre Lajos: Hordozómentes radioaktív izotópok előállítása I. Hordozómentes radioizotóp preparátumok új előállítási módszereinek elvi alapjai 530
11. Kiss Árpád István: Néhány speciális mezoméria-jelenség tanulmányozása 552
12. Orient Ottó: Önkioltó számlálócsőben létrejövő többszörös kisülések mechanizmusának vizsgálata 558
13. Tóth Lajos: Hidegkatódos glimmszámlálók gyújtási és stabilitási problémái I. 586
14. Molnár István: A hazai gyártmányú gáztöltésű feszültségstabilizátor és az 5651-es gáztöltésű referencia-cső vizsgálata 597

-.-.-

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

MAGAKTIV RÉSZECSKÉKET TARTALMAZÓ KITERJEDT LÉGIZÁPOROK TOVÁBBI VIZSGÁLATA

Irtta: Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi Antal
Kozmikus Sugárzási Osztály

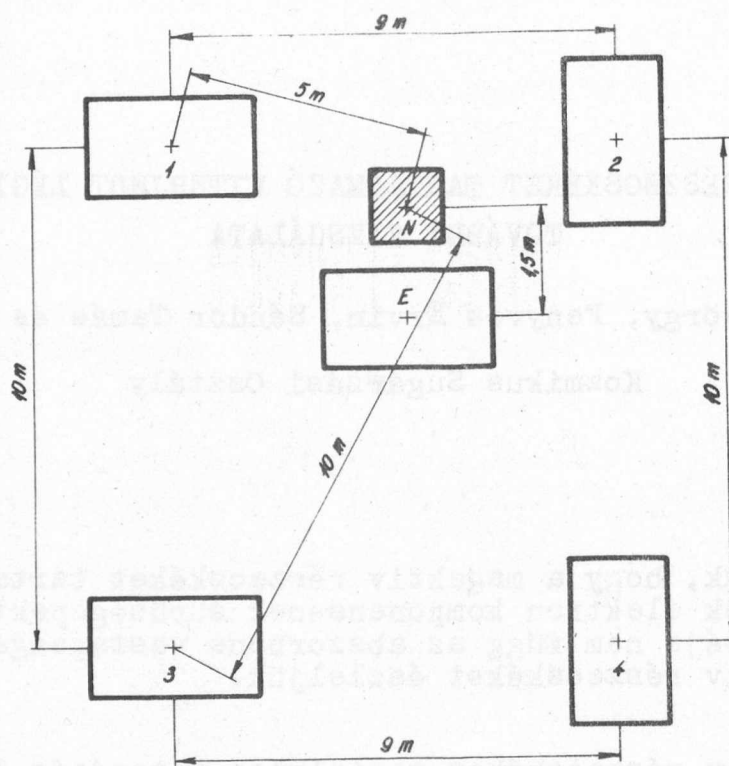
Összefoglalás

Kimutatjuk, hogy a magaktiv részecskéket tartalmazó kiterjedt légizáporok elektron komponensének sűrűségsspektruma és dekoherencia görbéje nem függ az abszorbens vastagságától, amely alatt a magaktiv részecskéket észleljük.

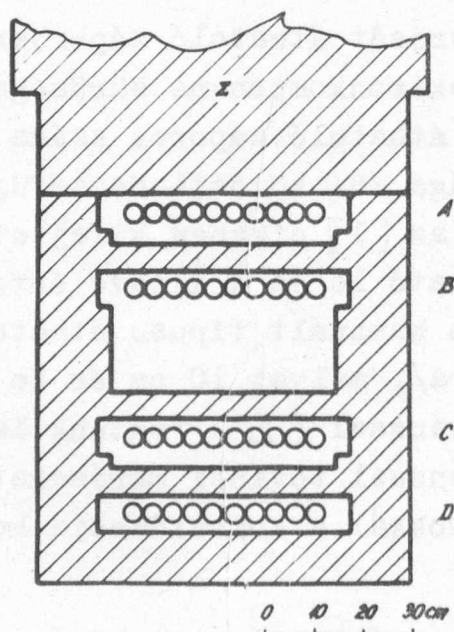
A magaktiv részecskéket tartalmazó kiterjedt légizáporok sűrűségsspektrumára kapott eredményeinket a közelmúltban publikáltuk [1]. Azt találtuk, hogy az elektron komponens sűrűségsspektrumának a kitevője $\gamma = 1,34 \pm 0,08$, és hogy a magaktiv komponens sűrűségsspektruma közelítőleg azonos kitevőjű hatványtörvényt követ.

A méréseket kiterjedt áthatoló záporberendezéssel végeztük /1.a.ábra/; az elektronkomponens sűrűségsspektrumának kitevőjét γ / a kiterjedt áthatoló záporok száma (c/h) és az elektron detektor felületnagysága /S/ közötti összefüggésből határoztuk meg. Ugyanis mint azt az [1] cikkben kifejtettük a c/h - S görbe hatványfüggvénnyel írható le és a kitevő értéke $\gamma - 1$. A magaktiv komponens általánosan használt típusu áthatoló záporberendezéssel észleltük /1.b.ábra/, melyet 10 cm és 20 cm között változó vastagságú ólomabszorbenssel (Σ) fedtünk le.* Ujabban 40-60-80 cm vastag ólomabszorbenssel további méréseket végeztünk ugyanezzel a készülékkel. Ugyanazokkal a koincidencia-kombinációkkal mértünk

* Az alkalmazott módszer és a végzett kísérlet részletes leírása [1]-ben található.



1. ábra
a/ Kiterjedt légizápor készülék és a magaktív részecske detektor (N).



1. ábra
b/ A magaktív részecske detektor (N)

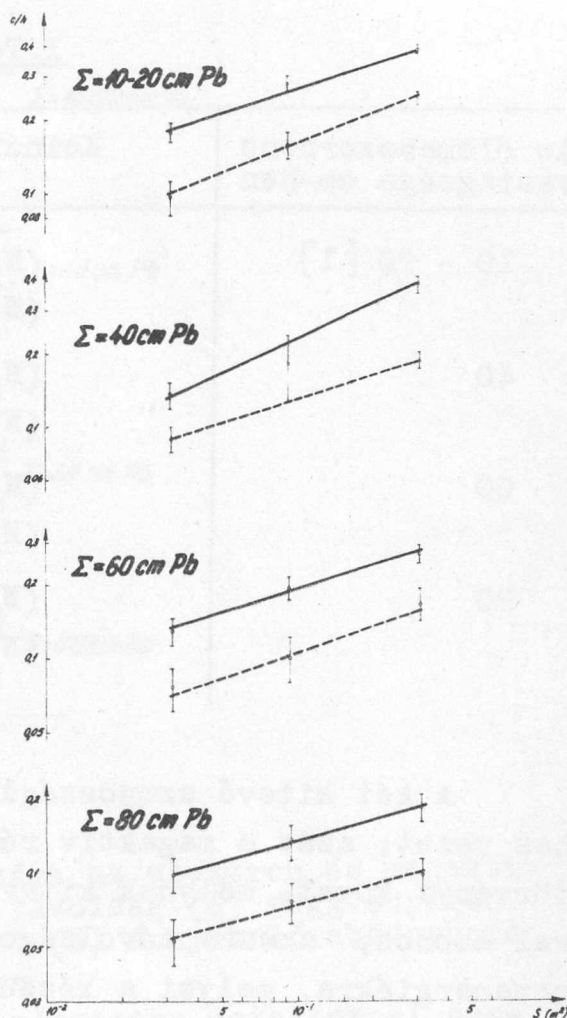
mint korábban és a 2. ábrán az $(N_2, 1)$, $(N_3, 1)$ ^{**} koinci-
denciák számát tüntettük fel az elektron detektor felü-
letének függvényében 40, 60 és 80 cm vastag ólomabszorbens-
sel észlelve. Összehasonlí-
tás kedvéért a 10-20 cm ólom-
mal már korábban észlelt ada-
tokat is ábrázoltuk. Az e
görbéknek megfelelő γ -1 ki-
tevéket a legkisebb négyzetek
módszerével számoltuk és a
kapott értékeket az I. táblá-
zatban tüntettük fel.

A táblázatból látható,
hogy az áthatoló záporkészü-
léssel különböző abszorbens-
vastagságoknál észlelt és kü-
lönöző típusu (N_2 és N_3) ko-
incidenciákkal kapott kite-
vők a statisztikus hibán be-
lül megegyeznek. Így γ leg-
jobb értékét a különböző ab-
szorbens vastagság mellett
kapott kitevők súlyozott kö-
zepe adja, azaz

$$\gamma - 1 = 0,35 \pm 0,05$$

azaz

^{**} N_2 és N_3 -al jelöltük azon
áthatoló záporok számát, me-
lyek 2 vagy több illetve 3
vagy több számlálót szálal-
tatnak meg az áthatoló zá-
por detektor 4 számlálócső
sorozatának (A, B, C és D)
mindegyikében; ennek megfele-
lően $(N_2, 1)$ és $(N_3, 1)$ jelen-
ti az áthatoló zápor detek-
tor és az 1 elektron-detek-
tor közötti koincidenciák
számát.



2. ábra

Az óránkénti koincidenciák száma
a be nem fedett számlálócső sor-
zatok felületének függvényében a
magaktiv részecske detektort (N)
árnyékoló abszorbens különböző
vastagságai mellett. A kihuzott
görbék $(N_2, 1)$ típusu, a szaggatott
görbék pedig $(N_3, 1)$ típusu koinci-
denciáknak felelnek meg.

$$\gamma = 1,33 \pm 0,05$$

Ez az érték - a statisztikus hiba határain belül - azonos a korábban kapott ($\gamma = 1,43 \pm 0,02$) értékkel, melyet a szerzők közül ketten csak az elektron detektorokkal mérve határoztak meg [2].*

I. Táblázat

Az ólomabszorbens vastagsága cm-ben	Koincidencia típus	γ -l érték:
10 - 20 [1]	(N ₂ ,1)	0,32 \pm 0,09
	(N ₃ ,1)	0,39 \pm 0,16
40	(N ₂ ,1)	0,45 \pm 0,15
	(N ₃ ,1)	0,32 \pm 0,14
60	(N ₂ ,1)	0,29 \pm 0,16
	(N ₃ ,1)	0,33 \pm 0,24
80	(N ₂ ,1)	0,27 \pm 0,20
	(N ₃ ,1)	0,26 \pm 0,25

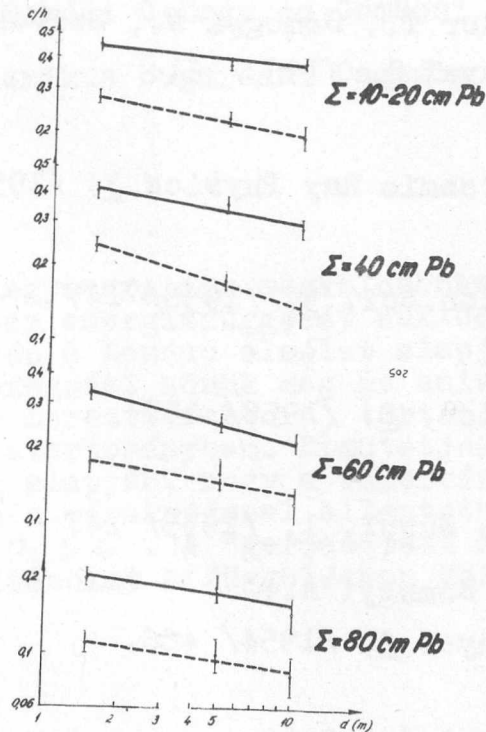
A két kitevő azonossága az [1]-ben kifejtett következtetéshez vezet; azaz a magaktiv részecskék spektruma szintén hatványtörvényt követ, melynek kitevője az elektron-komponens kitevőjével azonos, akkora távolságokban a záportengelytől és olyan záporenergiákra, melyet a készülékünk kiválaszt.

Megmértük a koincidenciák számának függését az elektron és az áthatoló detektor közötti távolságtól is /3. ábra/. Az így nyert un. dekoherencia görbe a szokásos uton hatványtörvénnyel közelíthető (lásd /3/ egyenletet [1]-ben), melynek β kitevője a kísérleti adatokból meghatározható. A 3. ábra kísérleti görbéi nem térnek el szignifikánsan egymástól és a β -k súlyozott középértéke:

$$\beta = 0,15 \pm 0,05$$

* A jelen kísérlet során meghatározott γ érték jó egyezésben van azokkal az igen pontosan megadott γ értékekkel [3,4,5], melyek kis sűrűségű kiterjedt záporokra vonatkoznak.

jó egyezésben azzal a dekoherencia kitevő értékkel ($\beta = 0,20 \pm 0,01$), melyet a szerzők közül ketten csak az elektron detektorokkal nyertek [6,7].



3. ábra

Az óránkénti koincidenciák száma az elektron és magaktiv részecske detektorok közötti távolság (d) függvényében, a magaktiv részecske detektort (N) árnyékoló abszorbens különböző vastagságai mellett.

A kihuzott görbék a magaktiv részecske detektorral észlelt N_2 koincidenciáknak, a szaggatott görbék pedig az N_3 koincidenciáknak felelnek meg.

Összefoglalva vizsgálatainkat, megerősítettük korábbi eredményeinket [1] és kimutattuk, hogy az elektron komponens sűrűség-spektruma és a magaktiv részecskéket tartalmazó kiterjedt légizáporok dekoherencia görbéje nem függ annak az abszorbensnek a vastagságától, amely alatt a magaktiv részecskéket észleljük.

I r o d a l o m

- [1] Bozóki Gy., Fenyves E., Sándor T., Somogyi A.:
Nuclear Physics 7, /1958/ 677
KFKI Közleményei 6, /1958/ 36
- [2] Koch J., Sándor T., Somogyi A., Szivek J.:
KFKI Közleményei 1, /1953/ 61
- [3] Greisen K.:
Progress in Cosmic Ray Physics 3, /1956/ 3
- [4] Zawadzki A.:
Bull.Acad.Polon.Sci. 3, /1956/ 147
- [5] Murdoch H.S.:
Nuclear Physics, 8, /1958/ 157
- [6] Jánossy L.:
Nuovo Cimento Suppl. 1, /1955/ 247
- [7] Sándor T. és Somogyi A.:
KFKI Közleményei 2, /1954/ 466.

Érkezett 1958.december 11.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

NAGYENERGIÁJU MAGKÖLCÖNHTÁSOK ANIZOTRÓPIÁJÁNAK VIZSGÁLATA

Irta: Bozóki György és Gombosi Éva

Kozmikus Sugárzási Osztály

Összefoglalás

Kiszámoljuk a nagyenergiájú magkölcönhatásokra bevezetett X anizotrópia paraméter energiafüggését nukleon-nukleon és nukleon-mag ütközés esetén a Landau elmélet alapján. $X = 0,82 \gamma_c^{0,35}$ alakú empirikus összefüggést adunk meg az anizotrópia fokának γ_c -vel (a C rendszer Lorentz faktora) történő változására a $10^{10} - 10^{14}$ eV energiatartományban. Kimutatjuk a rendelkezésre álló kísérleti adatok alapján, hogy a záporrészeccskék n_s száma és az anizotrópia között a várákozással ellentétben nincs korreláció, ha $\gamma_c > 10$ és $n_s > 4$. A "gerjesztett nukleonok" modellje alapján végzett számításokat a Függelékben közöljük.

Bevezetés

Multiplett mezonkeltés magemulzióval történő vizsgálata során számos kutató a kozmikus sugárzásban lévő igen nagy energiájú részecskék által létrehozott magkölcönhatásoknál az ütköző részecskék tömegközépponti (C) rendszerében anizotrop részecske emissziót tapasztalt [1-4]. A kísérletekből arra lehetett következtetni, hogy a primér részecskék energiájával növekszik az izotrop eloszlástól való eltérés.

A jelen dolgozatban abból a célból, hogy a multiplett mezonkeltés vizsgálatánál a felhasználható egyéb paramétereken /pl. a záporrészeccskék száma, impulzus eloszlása, a különböző mezon típusok arányai stb./ kívül a szögeloszlás anizotrópiájának mértéke is nyújtson valamilyen támpontot a mezonkeltés mechanizmusára vonatkozó elképzeléseinkhez, a rendelkezésre álló kísérleti adatok alapján empirikus összefüggést adunk meg az anizotrópia fokának γ_c -vel történő változására a $10^{10} - 10^{14}$ eV energiatartományban. Megvizsgáljuk azt a kérdést is, hogy a záporrészeccskék száma és

az anizotrópia között van-e korreláció. A kapott kísérleti adatokat aztán összehasonlítjuk a mezonkeltés hidrodinamikai modellje [5-7] alapján elméletileg várható értékekkel nukleon-nukleon és nukleon-mag ütközés esetén.

Ezenkívül eredményeinket a "gerjesztett nukleonok" modellje [8] alapján is értelmezzük a Függelékben.

Az egyes nagyenergiájú magköölcsönhatások szögeloszlásában tapasztalt anizotrópia nagyságának kvantitatív jellemzésére a Kaplon és Ritson [9] által definiált X mennyiséget tekintjük.* Az X anizotrópia paraméter definíciója:

$$X = \frac{\vartheta_{3/4} / \vartheta_{1/4}}{(\vartheta_{3/4} / \vartheta_{1/4})_r} \quad \text{illetve, ha } \vartheta_c \gg 1 \text{ [10]: } X = \frac{\vartheta_{3/4}}{3\vartheta_{1/4}} \quad /1/$$

Itt $\vartheta_{3/4} / \vartheta_{1/4}$ azon szögek arányát jelenti, melyek alatt a laboratóriumi (L) rendszerben az összes töltött részecskék 3/4-e, illetve 1/4-e emittálódik. A $(\vartheta_{3/4} / \vartheta_{1/4})_r$ ugyanaz a hányados, ha a C rendszerben a szögeloszlás izotróp.** Tehát X értéke izotróp eloszlás esetén 1, olyan eloszlás esetén pedig, mely a C rendszerben anizotróp > 1 .

Elméleti megfontolások

A C rendszerbeli anizotrópia kérdését elméletileg több módon magyarázzák. Fermi szerint [11-12] nagyenergiájú nukleonok centrális ütközése esetén, függetlenül az energiától csak izotróp részecske emisszió léphet fel. Anizotróp részecske emisszió a nukleonok nem centrális ütközésének eredménye. Az anizotrópia itt az impulzus momentum megmaradása elvével magyarázható.

Hasonlóan impakt paraméter függő az anizotrópia a "gerjesztett nukleonok" modelljénél is [8]. Ezen elméletnél azonban az anizotrópia a nukleonok gerjesztésének fokától is függ /lásd Függelék/.

* Ugyanis ezen anizotrópia paraméter használatával lehetett csak a nagy energiájú magköölcsönhatások szögeloszlására vonatkozó irodalomból a maximális számú adatot nyerni.

** A C rendszerben a primér mozgásirányára hengersizmetriát, az erre merőleges síkra pedig tükörszimmetriát tételezünk fel.

A fenti elméletek szerint erős anizotrópia csak kis multipllicitás/inelaszticitás $< 1/$ mellett várható. Másrésről ezen elmélet nem centrális ütközés esetén az ütközési tengely körül nem követel meg többé körszimmetriát. /Ezt a jelenséget viszont kísérleti adatok eddig nem erősítették meg./

Heisenberg elmélete szerint [13] az anizotrópia két hatás szuperpozíciójaként jön létre. Az anizotrópia részint a nem centrális ütközés következménye, részint pedig annak, hogy a nukleonok Lorentz kontrakciót szenvedett és magas hőmérsékletre emelkedett átfedő térfogatában a mezonok egymással - a priméren energiával növekvő mértékben - erős kölcsönhatásban vannak. Így elég nagy primer energia esetén, centrális ütközés esetén is fellép anizotróp emisszió.

Landau hidrodinamikai modellje [5,6] szerint csak ezen utóbbi hatás okozza az anizotrópiát.

Tehát Heisenberg és Landau elmélete szerint várható, hogy az anizotrópia χ_c -vel /amely a primer részecske E energiájával a következő kapcsolatban áll: $E \simeq 2\chi_c^2$ nukleon-nukleon ütközéseknél és $E \simeq 2\chi_c^2 n$ nukleon-mag ütközéseknél, n a meglökött nukleonok száma a magban / növekszik.

Noha a Heisenberg és a Landau elmélet ilyen vonatkozásban hasonló eredményt szolgáltat, mivel a Heisenberg elmélet nukleon-mag ütközésre nincs következetesen általánosítva, az anizotrópia fokának χ_c -től való függését az $/1/$ definíció szerint a Landau elmélet alapján látszott célszerűnek kiszámítani.

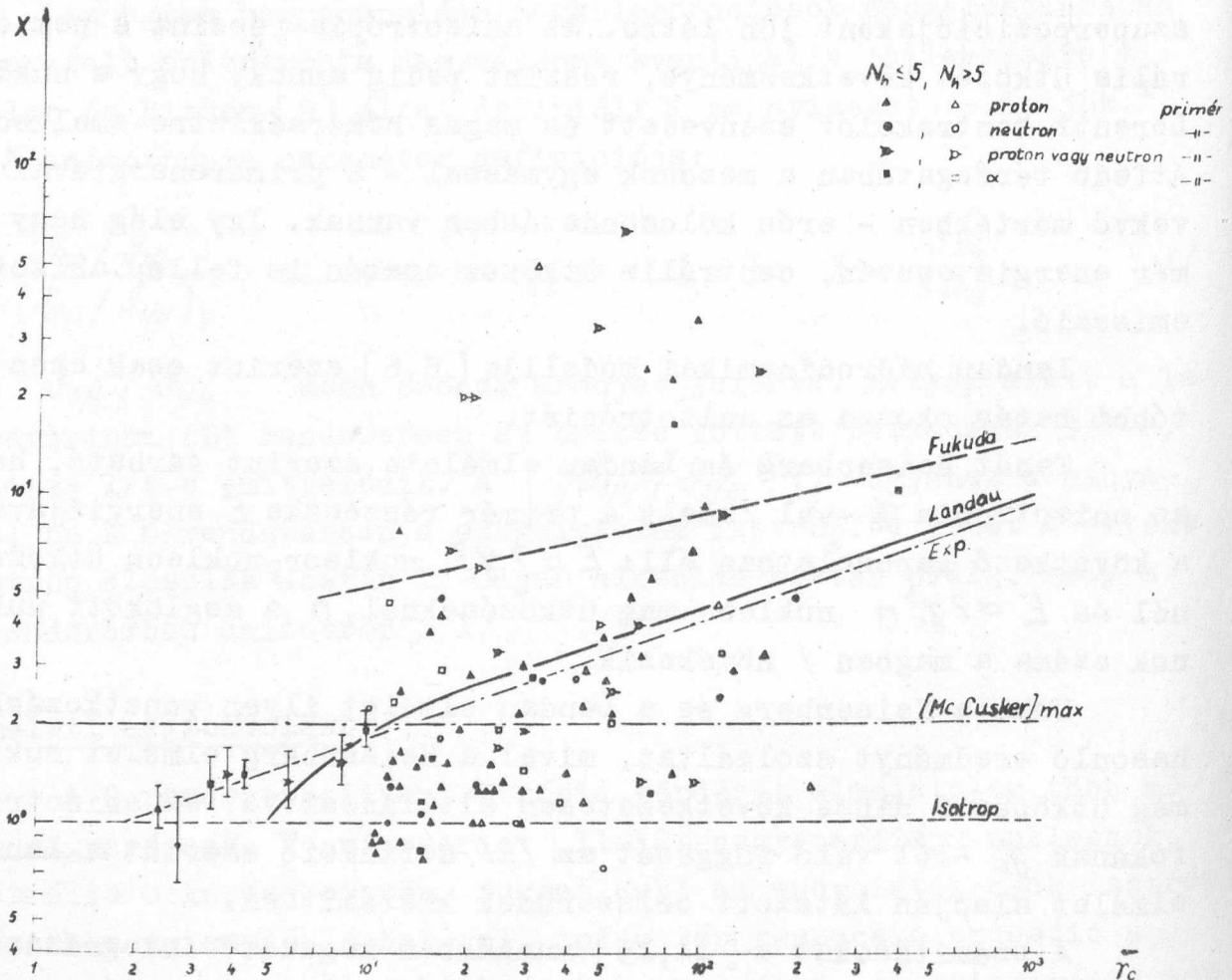
A számításokat a [14,15] munkákban megadott integrális szögeloszlások alapján könnyen el lehetett végezni. A kapott elméleti görbéket nukleon-nukleon ütközésre az 1. ábrán tüntettük fel. Az 1. ábrán a Fukuda és munkatársai módosított hidrodinamikai elméletéből [7] adódó összefüggést szintén feltüntettük.*

Az 1. ábrán látható, hidrodinamikai modellből adódó görbék alakját hatványtörvény formájában is kifejezhetjük. Nevezetesen, ha $\chi_c > 10$, akkor

$$\chi = c(n) \chi_c^\beta \quad /2/$$

* Ezuton szeretnénk Dr.M.Sato-nak köszönetünket kifejezni, hogy munkájukat még megjelenés előtt nekünk elküldte.

ahol a $c(n)$ és β értékeit a II. Táblázatban tüntetjük fel a Landau és a Fukuda elméletre nukleon-nukleon és nukleon-mag ütközés esetére is, feltételezve, hogy a primér részecske az emulzió magjaiban átlagosan $n = 3,4$ számú nukleonnal ütközik [4].



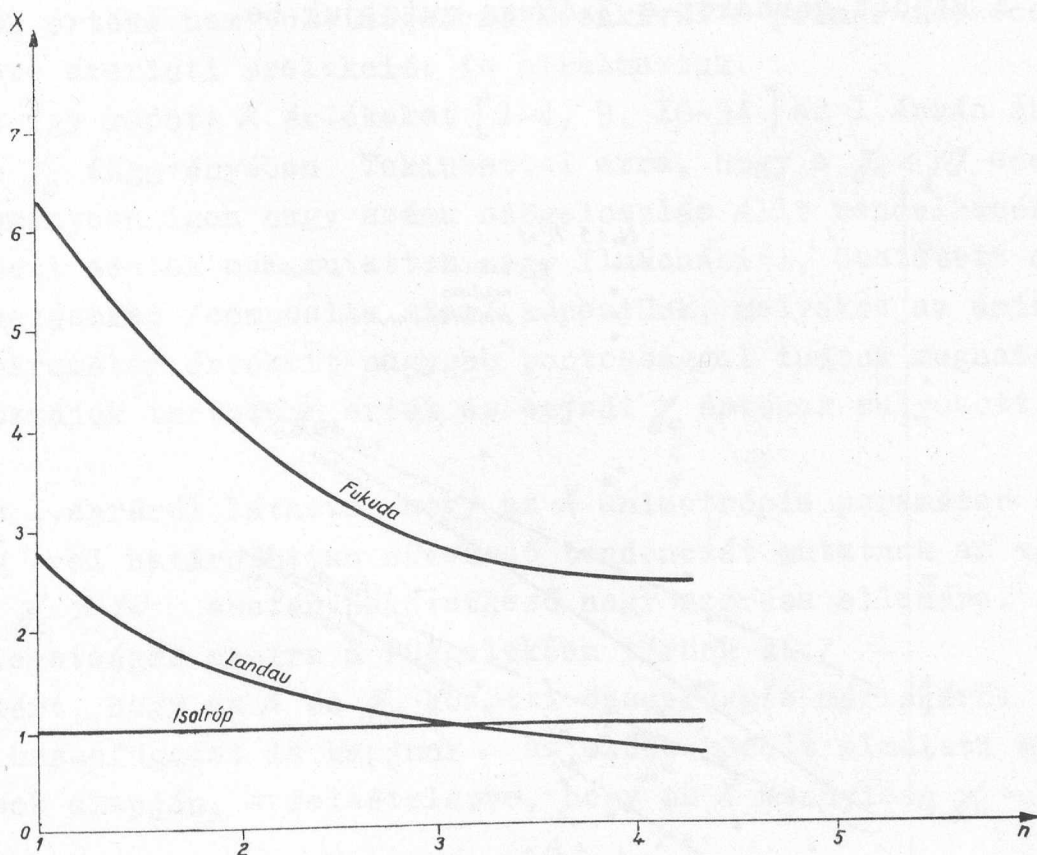
1. ábra

Az X anizotrópia paraméter kísérleti értékei és a rá vonatkozó elméleti görbék a C rendszer Lorentz faktorának γ_c -nek függvényében.

A 2. ábra a nukleonnak maggal történő ütközése esetén az X csökkenését mutatja a magban meglökött nukleonok számának növekedésével, ha $\gamma_c = 23,1$.

Nagyenergiájú mag-mag ütközések esetén Roesler és McCusker [9] által kapott X értékek felső határát az 1. ábrán rajzoltuk

fel. Ezt Fermi módosított elméletéhez [12] hasonló ütközési modell alapján, maximális impakt paraméter esetén nyerték.



2. ábra

Az X anizotrópia paraméterre vonatkozó elméleti görbék n függvényében $\gamma_c = 23,7$ esetén. n a magban meglökött nukleonok száma.

Tekintettel arra, hogy a Landau elmélet szerint a töltött részecskék száma:

$$n_s \approx 0,65 (n+1) \gamma_c^{1/2}$$

/3/

és az anizotrópia is γ_c és n függvénye, nyilvánvaló, hogy az anizotrópiának összefüggést kell mutatnia az n_s -el is. Az összefüggés alakja szintén hatványtörvény:

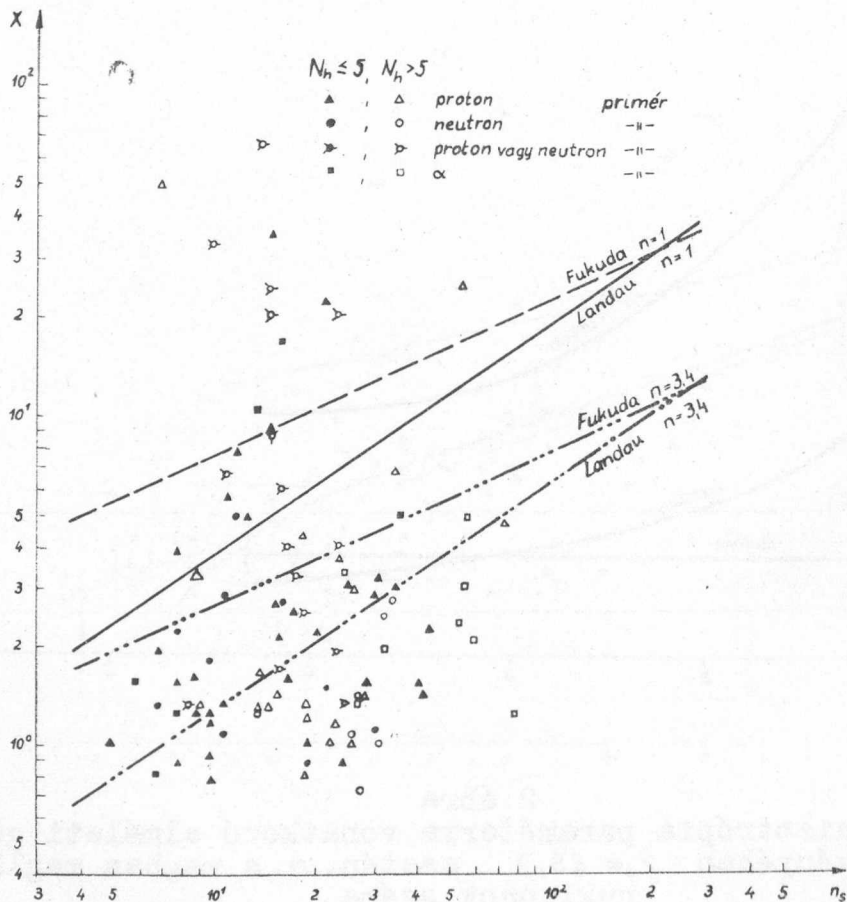
$$\chi = a n_s^{\delta}$$

/4/

ahol $a = 0,76$ és $\delta = 0,68$ Landau

$a = 2,58$ és $\delta = 0,46$ Fukuda szerint nukleon-nukleon ütközés esetén. Nukleon-mag ütközés esetén $n = 3,4$ számú ütközést feltételezve $\alpha_2 = 0,26$ és $\alpha_F = 0,93$ lesz.

A kapott görbéket a 3. ábrán mutatjuk be.



3. ábra

Az χ anizotrópia paraméter kísérleti értékei és a rá vonatkozó elméleti görbék a záporrészek számának függvényében.

Kisérleti eredmények

Az /1/ összefüggés szerinti analízis céljaira olyan magkölsönhatásokat választottunk ki, ahol a záporrészekék száma $n_s > 4$ volt. Külön csoportosítottuk azokat az eseteket, ahol a fekete és szürke nyomok száma $N_h \leq 5$ és $N_h > 5$ voltak. Az utóbbi csoportba soroltuk azokat az eseteket is, amikor az irodalomban az N_h értéke nem volt megadva. Ezenkívül a primér részecske természete szerinti szelekciót is alkalmaztuk.

Az így kapott X értékeket [1-4, 9, 16-34] az 1. ábrán ábrázoltuk a χ_c függvényében. Tekintettel arra, hogy a $\chi_c < 10$ energiatartományban igen nagy számú szögeloszlás állt rendelkezésre és a kapott adatok nem mutattak nagy flukcuációt, összetett magkölsönhatásokat /composite star/ képeztünk, melyekre az anizotrópia paraméter értékeit nagyobb pontossággal tudtuk meghatározni. A hozzájuk tartozó $\bar{\chi}_c$ érték az egyedi χ_c értékek súlyozott közepe.

Az 1. ábráról látható, hogy az X anizotrópia paraméter értékei a χ_c -vel határozottan növekedő tendenciát mutatnak az egyes értékek $\chi_c > 10$ esetén bekövetkező nagy szórása ellenére. /E szórás lehetséges okaira a Függelékben térünk ki./

Azért, hogy az X és χ_c közötti összefüggés mértékéről kvantitatív összefüggést is kapjunk - az előbb közölt elméleti megfontolások alapján, - feltételezve, hogy az X mennyiség χ_c -nek

$$X = c \chi_c^\beta$$

alakú hatványfüggvénye - korreláció számítást végeztünk. A számítás eredményét az 1. táblázatban adjuk meg. /Ugyancsak itt adjuk meg a hidrodinamikai elmélet szerint várható $c(n)$ és β állandók értékét is./

Az I. Táblázatból látható, hogy az anizotrópia paraméternek χ_c -től való függése szignifikáns. Az X két csoportja ($N_h \leq 5$ és $N_h > 5$) között nincs szignifikáns eltérés. Ez arra enged következtetni, hogy az elméletileg várttal ellentétben nagyszámú szürke és fekete nyomok esetén az anizotrópia nem csökken. Hasonló jelenséget Gurevits és munkatársai is tapasztaltak [20].

Tekintettel arra, hogy az elméleti megfontolások szerint az anizotrópia és a záporrészekék száma között korrelációnak

I. Táblázat

	Primer részecske típusa	$\bar{\gamma}_c$	Események száma	Záporrészec- kék össz-száma n_s	Záporrészec- kék átlagszáma \bar{n}_s	χ	Irodalom
$N_h \leq 5$	p	$2,3 \pm 0,1$	69	570	$8,2 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,2$	
	n	$2,7 \pm 0,2$	29	282	$9,7 \pm 0,6$	$0,85 \pm 0,2$	[17], [18], [19]
	α	$3,4 \pm 0,2$	23	292	$12,7 \pm 0,7$	$1,3 \pm 0,2$	
	p v. n	$5,7 \pm 0,3$	22	255	$11,6 \pm 0,7$	$1,33 \pm 0,2$	[22]
	α	$10,0 \pm 0,7$	8	184	$23,0 \pm 1,7$	$1,9 \pm 0,2$	[19], [21]
$N_h > 5$	p v. n	$3,8 \pm 0,2$	14	239	$17,1 \pm 1,1$	$1,42 \pm 0,2$	[20], [24]
	α	$4,3 \pm 0,1$	48	802	$16,7 \pm 0,6$	$1,41 \pm 0,15$	[16], [20], [24]
	p v. n	$8,4 \pm 0,5$	12	245	$20,4 \pm 1,3$	$1,53 \pm 0,2$	[20], [23], [25]

kell lenni, az χ anizotrópia paraméter γ_c -től való függésén kívül ezt a kérdést is megvizsgáltuk. Az összetett kölcsönhatások ($\gamma_c < 10$) esetén az $\bar{\chi}$ mennyiségnek növekvő átlagos részecske-számmal (\bar{n}_s) való lassu növekedését a 4. ábra szemlélteti. $\gamma_c > 10$ esetén pedig a 3. ábrán tüntettük fel χ értékeit az n_s függvényében.

χ és n_s kapcsolata erősségének megvizsgálása céljából szintén korreláció-számítást végeztünk el

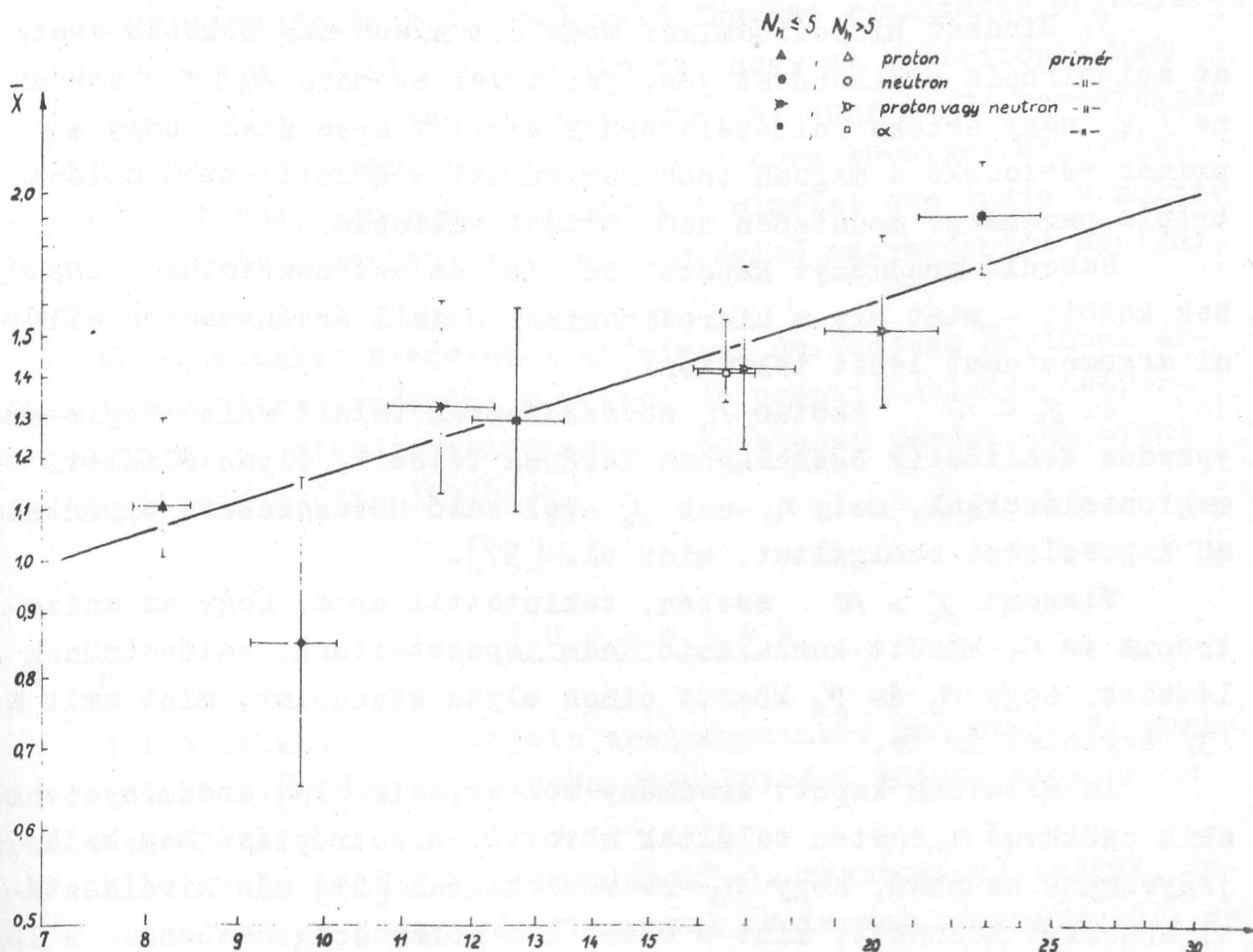
$$\chi = \alpha n_s^\delta$$

alakú hatványtörvényt feltételezve.

A $\gamma_c < 10$ esetben a korrelációs együtthatók értékére $r = 0,94 \pm 0,15$ adódott. δ értéke: $0,47 \pm 0,15$, α értékére pedig: $0,39 \pm 0,20$ kaptunk.

Számításaink alapján tehát azt mondhatjuk, hogy az anizotrópia növekvő n_s -el szintén növekszik, ha $\gamma_c < 10$. $\gamma_c > 10$ esetén viszont $r = 0,06$ értéket találtunk, mely szerint ebben az energiatartományban az anizotrópia n_s -től független.

Ez az eredmény ellentmondónak látszik Perkins és munkatársai [26] megfigyelésével, akik növekvő anizotrópiát találtak csökkenő n_s esetén.



4. ábra

Az \bar{X} anizotrópia paraméter átlagértéke $\bar{\chi}$ a záporrészek átlagszámának függvényében $\chi_c < 10$ esetén. A folytonos vonal a legjobban közelítő görbe.

Kísérleti és elméleti eredmények összehasonlítása

1. Az anizotrópia χ_c -től való függésére általunk kapott eredmény a Landau elmélete alapján nukleon-nukleon ütközés esetén várhatóval igen jó egyezést mutat. Ezt [19,20] által különböző energiatartományokban kapott mérési eredmények is alátámasztják /bár a szerzők sokkal kisebb statisztikai anyaggal rendelkeztek/.

2. A Landau elmélet a nukleonnak az emulzió magjaival történő átlagos ütközése esetén $c(n)$ értékére sokkal kisebb értéket jósol, mint a kísérleti adatok alapján adódott. A Fukuda elmélet a tapasztalattal közel azonos értéket szolgáltat. Ez utóbbi esetben viszont a β anizotrópia-kitevő értékétől mutat az általunk meghatározott érték csaknem szignifikáns eltérést.

3. Mindkét hidrodinamikai modell nukleon-mag ütközés esetén az anizotrópia csökkenését jósolja. Ezzel szemben $N_h > 5$ esetekre $/ N_h$ nagy értéke feltételezésünk szerint arra utal, hogy a primér részecske a magban több nukleonnal ütközött/ az X anizotrópia paraméter menetében nem történt változás.

Hasonló eredményt kapott [20] is, és ezt szerintük - többek között - mint egy a hidrodinamikai modell érvényessége elleni argumentumot lehet tekinteni.

4. $\chi_c < 10$ esetén n_3 növekedésével talált anizotrópia-növekedés kvalitatív összhangban lévőnek látszik, olyan elméleti megfontolásokkal, mely n_3 -nek χ_c -vel való növekedésére egyértelmű kapcsolatot szolgáltat, mint pl. [37].

Viszont $\chi_c > 10$ esetén, tekintettel arra, hogy az anizotrópia és n_3 között korrelációt nem tapasztaltunk, valószínűnek látszik, hogy n_3 és χ_c között nincs olyan kapcsolat, mint amit a /3/ egyenlet ír le.

Az általunk kapott eredmény nem egyezik [23] eredményeivel, akik csökkenő n_3 esetén találtak növekvő anizotrópiát. Meg kell jegyeznünk azonban, hogy n_3 -re vonatkozóan [23] más kiválasztási szabályt használt, mint a szerzők a jelen dolgozatban.

5. X értékeiben talált nagy fluktuációt csak részben magyarázhatjuk a szögeloszlás statisztikus természetével /bár az ebből adódó hibák igen nagymértékűek lehetnek/. A tapasztalt szórással részben nukleonnak a magokkal történő különböző impakt paraméterű ütközéseinek részben χ_c pontatlan meghatározásának, részben pedig a különböző tömegű magokkal való ütközések következménye. Másrészt [38] szerint az igen kiugró anizotrópia paraméter értékeit a mag egyik szélső nukleonjával történő nagy impakt paraméterű kölcsönhatás okozza.

Következtetések

Összefoglalva, az anizotrópia paraméter vizsgálatából arra következtethetünk, hogy az a tény, hogy azon elméletek, melyek az anizotróp emisszió okát csak az impulzus megmaradás elvében keresik [8,11] nem tudják megmagyarázni az anizotrópiának az energiával történő növekedését, ezen elméletek elleni érveként tekinthetők.

Az anizotrópiának γ_c -től való függése kvalitatív egyezésben van a Landau elmélettel. Mégis az, hogy az anizotrópia nem függ n_s -től, $\gamma_c > 10$ esetén, azt mutatja, hogy a /3/ összefüggés nem érvényes. Az utóbbi megállapításból arra következtethetünk, hogy jelen formájában a hidrodinamikai elmélet sem tudja a multi-plett mezonkeltség mechanizmusának kielégítő magyarázatát szolgáltatni.

Köszönetünket szeretnénk kifejezni dr. Fenyves Ervinnek értékes tanácsaiért, valamint a varsói és prágai Emulziós Csoportoknak, hogy a jetek szögeloszlására vonatkozó mérési adataikat még publikáció előtt elküldték.

F ü g g e l é k

Jelen cikkben ismertetett eredményeinket Kraushaar és Marks [8] által kidolgozott többszörös mezonkeltségi modell alapján is értelmezhetjük.

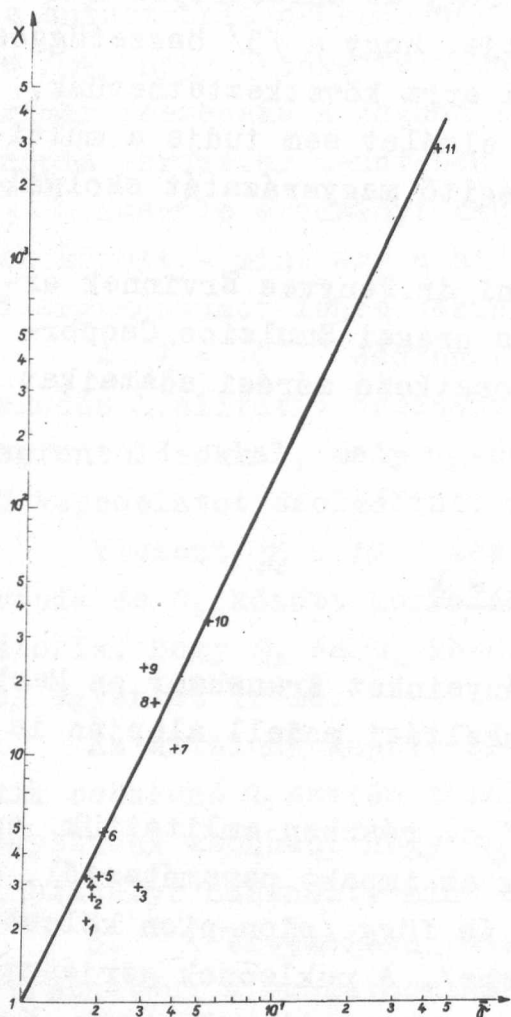
Mint az "elméleti megfontolások" c. részben említettük, ennél a modellenél az anizotrópia nemcsak az impakt paramétertől, de a nukleonok gerjesztésének mértékétől is függ /pion-pion kölcsönhatást ez az elmélet nem vesz figyelembe/. A nukleonok gerjesztésének mértéke $\bar{\gamma} = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ -val /a gerjesztett nukleonok γ -értéke a C rendszerben/ jellemezhető, nevezetesen a gerjesztett nukleon nyugalmi tömege $u^* = \frac{\gamma_c}{\bar{\gamma}}$. $\bar{\gamma}$ értékét a kísérleti szögeloszlás segítségével lehet megállapítani.

Azért, hogy a fenti modell alapján tanulmányozzuk az anizotrópiát, ismernünk kell X és $\bar{\gamma}$ között milyen kapcsolat áll fenn. A [8]-ban megadott /1/ szögeloszlást integrálva és az L rendszerbe transzformálva ez az összefüggés a következő alaknak adódik:

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{2} \sqrt{3X + 2 - \frac{1}{X}} \quad /I/$$

Az /I/ egyenletet az 5. ábrán ábrázoltuk. Ugyancsak az 5. ábrán néhány kísérleti adatot is feltüntettünk. Ezekben az esetekben $\bar{\gamma}$ kísérleti értékeit X -től függetlenül egy, a [39]-ben ismertetett módszerrel határoztuk meg.

Az eredményeket a tanulmányozás céljaira úgy választottuk



5. ábra

Az /5/ összefüggés grafikus ábrázolása. A számok az analízált eseményeket jelzik. 1. No 18 a [39]-ben, 2. [31], 3. [29], 4. P_5 a 23 -ban, 5. No 26 a [39]-ben, 6. No 155 a [39]-ben, 7. No 115 a [39]-ben, 8. [4] 9. P_2 a [23]-ban, 10. [1] 11. P_{20} a [23]-ban.

tettük fel a [39]-ben megadott, különböző energiatartományokra vonatkozó $\bar{\gamma}$ értékek átlagát is /pontokkal jelölve/. A [39]-ben közölt kísérleti adatok és az általunk számolt görbe közt jó egyezés van. /Az utolsó pont nagy statisztikus hibával rendelkezik./

A 6. ábra azt mutatja, hogy $\bar{\gamma}$ növekvő függvénye γ_c -nek. Ez

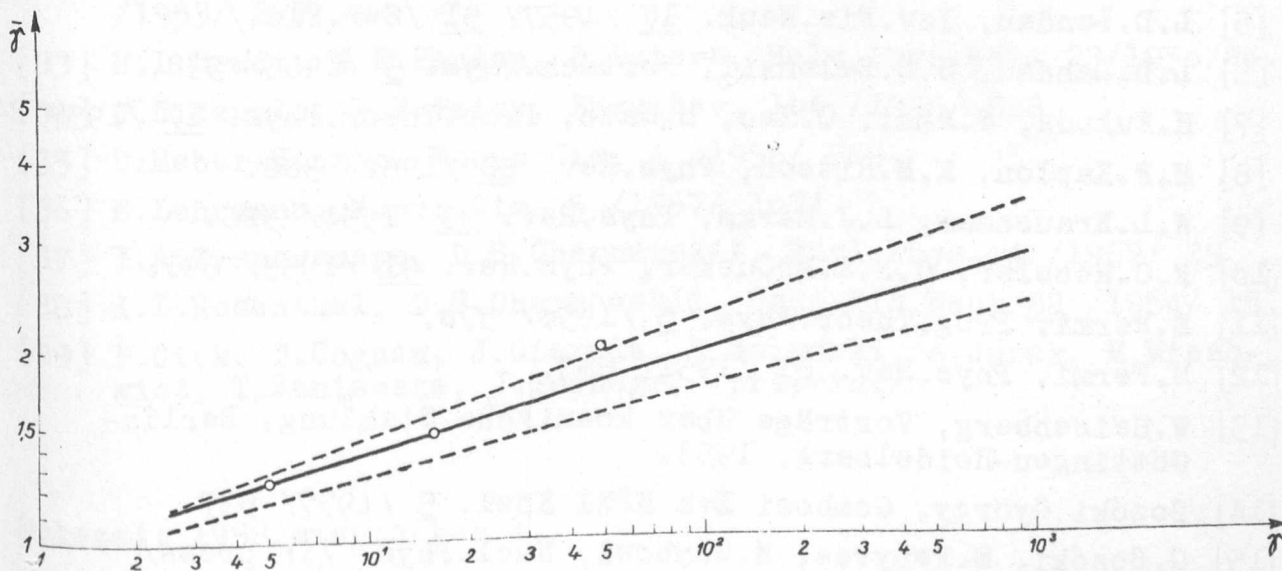
ki, hogy a két-kónusz struktúra kifejezett legyen és az $N_h \leq 5$, $n_s > 4$ egyenlőtlenségek teljesüljenek. /Ez utóbbi kritérium teljesülése valószínűvé teszi, hogy a kiválasztott események nagy része nukleon-nukleon kölcsönhatás./ A [23]-ban közölt, P_{20} -al jelölt és csak 4 záporrészecskét tartalmazó eseményt is analizáltuk, mert a megfelelő X -érték kiugróan nagy volt.

Mint az 5. ábráról látható, a kísérleti pontok az elméleti görbéhez közel helyezkednek el. /Ez azt jelenti, hogy $\bar{\gamma}$ értékét az /5/ egyenlet alapján az X meghatározásával igen egyszerűen kiszámíthatjuk./

Másrészről meg lehet határozni $\bar{\gamma}$ -nak γ_c -től való függését ezen modell alapján az /5/ egyenlet és az $X = c \gamma_c^3$ kísérleti uton nyert összefüggés segítségével, ahol a c és β konstansok értékeit a II. Táblázatban adtuk meg. $\bar{\gamma}$ és γ_c közötti összefüggést a 6. ábrán mutatjuk meg /folytonos vonallal jelölve/. Ugyanezen ábrában tűn-

II. Táblázat

			Korr. együttható r	β	c
Kísérleti adatok	$N_h \leq 5$		$0,63 \pm 0,1$	$0,31 \pm 0,06$	$0,83^{+0,08}_{-0,09}$
			$0,55 \pm 0,08$	$0,37 \pm 0,06$	$0,82^{+0,08}_{-0,09}$
		Total	$0,57 \pm 0,06$	$0,35 \pm 0,04$	$0,82^{+0,08}_{-0,07}$
Elméleti értékek	Landau szerint	$n=1$		0,34	0,91
		$n=3,4$		0,34	0,32
	Fukuda szerint	$n=1$		0,23	3
		$n=3,4$		0,23	1,08



6. ábra

$\bar{\gamma}$ kísérleti függése γ_c -től. A folytonos vonal a jelen dolgozat kísérleti analizisének eredményeit, a szaggatott a statisztikus hibát mutatja. A pontok Ciok és munkatársai [39] kísérleti adatainak felelnek meg.

azt jelenti, hogy növekvő χ_c -vel annak egyre kevesebb része fordítódik a nukleonok gerjesztésére.*

Az χ érdekében tapasztalt nagy fluktuáció igen kézenfekvő módon a gerjesztési paraméter fluktuációjával magyarázható.

Hangsúlyozni szeretnénk, hogy a viszonyok a valóságban sokkal bonyolultabbak, mint azt ez az elmélet tárgyalja, a lehetséges pion-pion kölcsönhatások, a nukleon-mag ütközések és az ütközési impakt paraméter következtében.

I r o d a l o m

- [1] M.Schein, R.G.Glasser, D.M.Haskin, Nuovo cim. 2 /1955/ 647.
- [2] I.M.Gramenickii, G.B.Zdhanov, E.A.Zamcharova, M.N.Scherbakova JETP 32 /1957/ 936.
- [3] P.Ciok, M.Danysz, I.Gierula, A.Jurek, M.Miesowicz, W.Wolter, Nuovo Cim. 6 /1957/ 1409.
- [4] G.Bozóki, G.Domokos, E.Fenyves, É.Gombosi, H.W.Meyer, K.Lanius Internat.Conf. on Mesons and Recently Discovered Particles p.XIII.20.
- [5] L.D.Landau, Izv.Fiz.Nauk. 17 /1957/ 51 /Ser.Fiz./
- [6] L.D.Landau, S.Z.Belenkii, Fortsch.Phys. 3 /1955/ 538.
- [7] H.Fukuda, S.Amai, C.Iso, M.Sato, Proc.Theor.Phys. 17 /1957/24.
- [8] M.F.Kaplon, K.M.Ritson, Phys.Rev. 88 /1952/ 386.
- [9] W.L.Kraushaar, L.J.Marks, Phys.Rev. 93 /1954/ 326.
- [10] F.C.Roesler, C.B.A.McCusker, Phys.Rev. 91 /1953/ 691.
- [11] E.Fermi, Prog.Theor.Phys. 5 /1950/ 570.
- [12] E.Fermi, Phys.Rev. 81 /1951/ 683.
- [13] W.Heisenberg, Vorträge über kosmische Strahlung. Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1953.
- [14] Bozóki György, Gombosi Éva KFKI Közl. 5 /1957/ 537
- [15] G.Bozóki, E.Fenyves, E.Gombosi, Nucl.Phys. /in press/
- [16] W.Winkler, Helv,Phys.Acta 29 /1956/ 277.
- [17] G.Bertolino, D.Pescetti, Nuovo Cim. 12 /1954/ 630.

* A $\bar{\chi} = \bar{\chi}(\chi_c)$ összefüggés exakt elméleti alakja igen bonyolult elméleti megalapozást igényelne.

- [18] C.Castagnoli, G.Cortini, C.Franzinetti, A.Manfredini, D.Moreno, Nuovo Cim. 10 /1953/ 1539.
- [19] P.Ciok, T.Coghen, I.Gierula, R.Holynski, A.Jurak, M.Miesowicz, T.Saniewska, O.Stanisz, J.Pernegr, Nuovo Cim. 8 /1958/ 166.
- [20] I.I.Gurevich, A.P.Misakowa, B.A.Nikolskii, L.V.Surkova, JETP 34 /1958/ 265.
- [21] E.Friedländer, Studii si Cercetari de Fizica /in press/
- [22] L.V.Lindern, Nuovo Cim. 5 /1957/ 491.
- [23] E.Edwards, I.Losty, D.A.Perkins, K.Pinkau, I.Reynolds. Phil.Mag. 3 /1958/ 237.
- [24] A.P.Zdhanov, I.B.Berkovich, K.I.Ermakova, F.L.Lepechin, N.C.Ckirda, Z.S.Chochlova, Dokl.Akad.Nauk. 115 /1957/ 1093
- [25] E.Lohrmann, Zeits.Naturforsch. 11a /1956/ 561
- [26] V.D.Hopper, S.Biswas, J.F.Darby, Phys.Rev. 81 /1951/ 457
- [27] A.Debenedetti, C.M.Garelli, L.Tallone, V.Vigone, Nuovo Cim. 4 /1956/ 1142.
- [28] J.H.Mulvey, Proc.Roy.Soc. 221 /1954/ 367.
- [29] M.Koshiba, M.F.Kaplon, Phys.Rev. 97 /1955/ 194.
- [30] E.D.Hänni, Nuovo Cim. 4 /1956/ 1473
- [31] E.G.Boos, A.H.Vinickii, Zs.S.Takibaev, J.A.Chasnikov, JETP 34 /1958/ 621
- [32] D.Lal, Yash Pal, B.Peters, M.S.Swami, Proc.Ind.Acad.Sci.38 /1953/ 277
- [33] H.L.Bradt, M.F.Kaplon, B.Peters, Helv.Phys.Acta 23/1950/24.
- [34] J.E.Nauble, P.S.Peier, Phys.Rev. 104 /1956/ 808
- [35] U.Haber-Schaim. Nuovo Cim. 4 /1956/ 669
- [36] E.Lohrmann, Nuovo Cim. 5 /1957/ 1074
- [37] I.A.Ivanovskaya, D.S.Chernavskii, Nucl.Phys. 4 /1957/ 29
- [38] I.L.Rosenthal, D.S.Chernavskii, Uszp.Fiz.Nauk 52 /1954/ 15
- [39] P.Ciok, T.Coghen, J.Gierula, R.Holynski, A.Jurak, M.Miesowicz, T.Saniewska, J.Pernegr, /preprint/

Érkezett 1958.szeptember 1.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

VIZSGÁLATOK A C^{12} ATOMMAG 16,1 MeV ENERGIAJU GERJESZTETT NIVÓJÁN

Irta: Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

γ -sugarak rezonancia-abszorpciójának a mérésével meghatároztuk a C^{12} atommag 16,1 MeV energiájú gerjesztett nivójának nivószélességét. A nivószélességre $7,5 \pm 1,9$ eV értéket kaptunk. A 16,1 MeV-es γ -sugarak kibocsátására vonatkozó mátrixelem négyzete Weisskopf-egységekben $|M|^2 = 2,17 \pm 0,55$.

1. Bevezetés

Nemrégén P.B.Schmidt és P.M.Endt kimutatták, hogy protonbefogásból származó γ -kvantumok rezonancia-szórását olymódon mérhetjük, hogy a bombázó protonok iránya és a keletkező γ -kvantumok iránya közti szög (α) függvényében mérjük a γ -sugarak abszorpcióját [1,2]. A közbenső mag a bombázó protonok irányában előre mozog és a mozgás közben kibocsátott γ -sugarak energiája a Doppler-effektus miatt $\cos \alpha$ -val arányosan változik. Ezzel kompenzálni lehet a γ -kvantumok energiája és a gerjesztett nivó energiája közti különbséget, amely az atommagok visszalökésének a következménye. Az abszorpció méréséből a $\frac{\Gamma_0}{\Gamma_t}$ hányadosot, vagyis az alapállapotban való γ -átmenet nivószélességének és a protonbefogás teljes nivószélességének a hányadosát lehet egyszerű módszerekkel meghatározni. További adatok segítségével Γ_0 és Γ_t külön is meghatározhatók [1].

Ebben a dolgozatban arra kívánunk rámutatni, hogy a módszerrel Γ_0 megállapítására egyszerűbben alkalmazhatjuk, ha Γ_t -t a (p, γ) -reakció rezonanciaparamétereinek analizált protonnyalábbal való vizsgálatából ismerjük. Méréseink során a C^{12} atommag

16,1 MeV energiájú gerjesztett állapotának a 16,1 MeV energiájú γ -kvantumok kisugárzására vonatkozó félértékszélességét határoztuk meg.

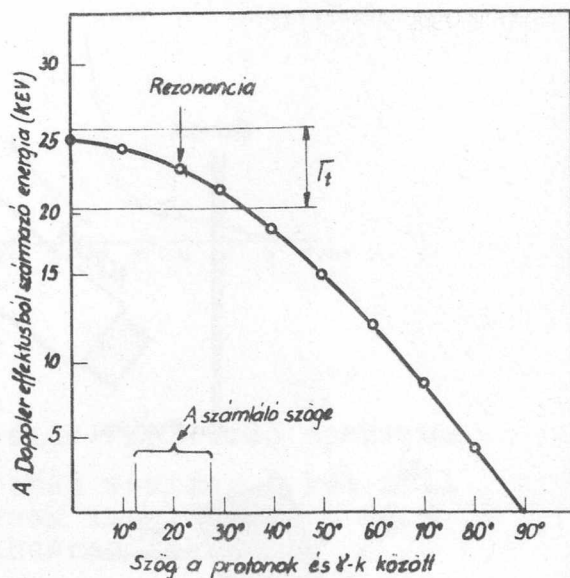
A $B^{11}(p, \gamma)C^{12}$ magreakció 163 keV protonenergiánál lévő rezonanciája vezet a C^{12} mag 16,1 MeV gerjesztett nivójára [3]. A rezonancia teljes szélessége $\Gamma_t = 5,3 \pm 1$ keV [4]. A gerjesztett állapot α -részecskék és γ -kvantumok kibocsátásával bomlik. A γ -bomlás történhet az alapállapotba 16,1 MeV γ -sugárzás kibocsátásával és a C^{12} mag 4,43 MeV energiájú gerjesztett állapotába 11,67 MeV és 4,43 MeV energiájú γ -kvantumok emissziójával. A 16,1 MeV energiájú nivó spinje és paritása 2^+ [3]. A 16,1 MeV γ -sugárzás tehát E2 típusu. Az α -emisszió és γ -sugárzás relatív hatáskeresztmetszetéből becsülve

$$\Gamma_\gamma \sim 10^{-3} [5].$$

Mérések

Az 1.ábrán feltüntettük a 16,1 MeV energiájú γ -kvantumok Doppler-effektusból eredő energianövekedését az α szög függvényében. A rezonanciának megfelelő szög $21^\circ 30'$. Az ábrából látszik, hogy a méréseink során használt 15° -os nyílásszögű detektor összemérhető a rezonancia félértékszélességének megfelelő szöggel. 0° - 90° -os szögtartományban mérve a rezonanciaabszorpciógörbe egyik felét mérhetjük.

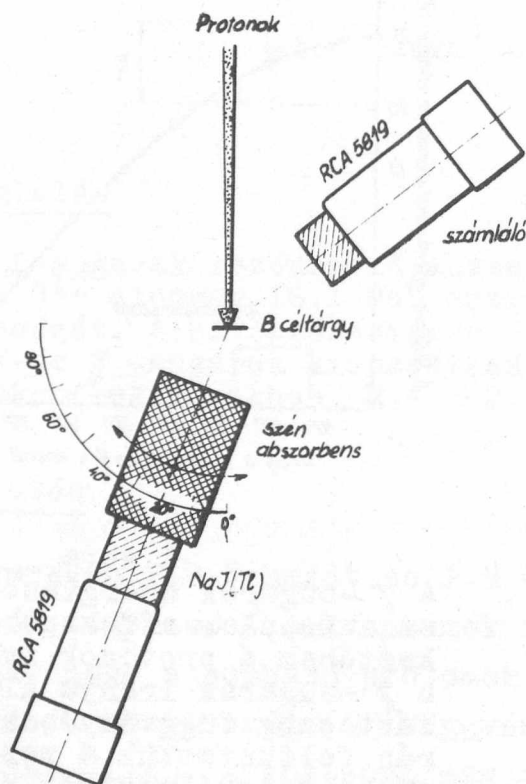
A mérési elrendezés vázlatát a 2.ábra mutatja. Természetes



1. ábra

A γ -sugarak energianövekedése a Doppler-effektus következtében a protonok iránya és a γ -sugarak iránya által bezárt szög függvényében. Az ábrán feltüntettük a rezonancia görbe félértékszélességét és a mérő számláló által mért szögtartományt.

bór targetet bombáztunk Cockroft-Walton-generátorral 170 keV-ra gyorsított 300-400 μA erősségű analízátlan protonárammal. Ilyen kis energián más, zavaró reakció nem jön létre.

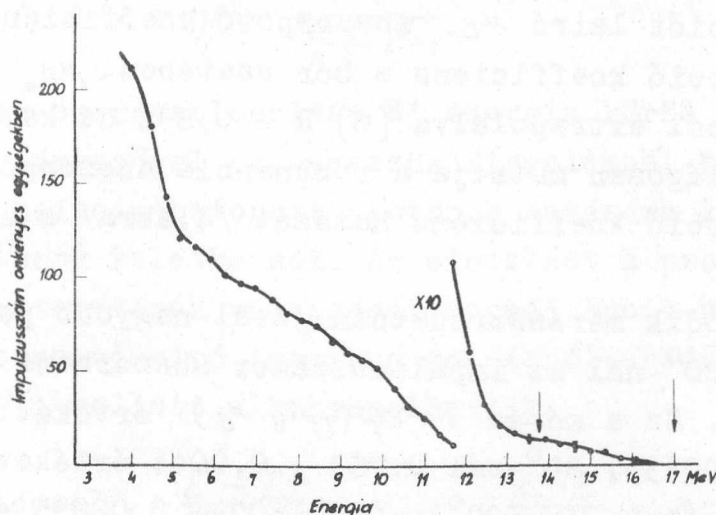


2. ábra
A mérőberendezés vázlata.

bens nélkül és C abszorbenssel.

A mérőszámlálóval mért integrális impulzus spektrumot a 3. ábrán találjuk. 13,5 MeV-nél nagyobb energiánál már csak a 16,1 MeV γ -sugárzás okozta impulzusokat kapjuk. /A 11,67 MeV-es és a 4,43 MeV-es sugárzások együttes abszorpciójából ebben a tartományban mérési elrendezésünknel 1,3 %-nál kevesebb impulzust kapunk./ Diszkriminátorunkkal csak a 13,5 és 17 MeV közötti impulzusokat engedték át /a 3. ábrán nyilakkal jelölt tartomány/ a számláló egység felé, a 17 MeV-nél nagyobb impulzusok elhagyásával kozmikus sugárzásból származó háttéreffektus kb. harmadára csök-

A mérő számláló
1 3/4" x 2"-es NaJ(Tl)
kristály és RCA 5819 fo-
tomultiplier volt, moni-
tor számlálóként
1 1/2" x 1" NaJ(Tl) kris-
tály és RCA 5819 foto-
multipliert használtunk.
Abszorbensként 10 cm
hosszu grafithengert, il-
letve összehasonlítás
céljából vékonyfalú Al
hengerbe préselt bór-
t használtunk. A nagy szög-
tartomány miatt - mint-
hogy a γ sugárzás anizo-
tróp szögeloszlása és a
targetabszorpció követ-
keztében a sugarak in-
tenzitása változott - re-
latív méréseket végez-
tünk, mértük az impulzus-
számot C és B abszorbens
esetén, illetve egy má-
sodik sorozatban abszor-



3. ábra

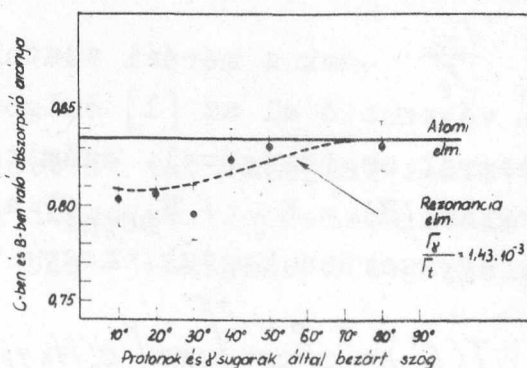
A mérőszámlálóval mért integrális amplitudó spektrum $B^{11}(p, \gamma)C^{12}$ reakció γ -sugárzása esetén. A két nyíl jelzi azt a tartományt, amelynek impulzusait a mérésekben felhasználtuk.

kent. A 16,1 MeV sugárzásból átlagosan 1 imp/sec-ot, a háttéreffektusból 0,082 $\pm 0,0013$ imp/sec-ot kaptunk. A diszkriminátor állását a mérések során kb. óránként ellenőriztük. A monitor számlálóval a 11,67 MeV-es γ -sugárzást monitoroztuk. Az impulzusok száma két nagyságrenddel nagyobb volt a mérő számláló által mért impulzus-számnál.

A 4. ábrán feltüntet-

tük az első méréssorozat eredményeit. A C és B abszorbensek esetén mért impulzusszámok hányadosa megadja az

$R = \exp(-\mu_C x_C) / \exp(-\mu_B x_B)$ hányadosot, ahol x_C és x_B az abszorbensek vastagsága C-ben ill. B-ben. μ_C a C-re vonatkozó abszorpció koefficiens két részből tevődik össze: a szögtől független,



4. ábra

$R = \exp(-\mu_C x_C) / \exp(-\mu_B x_B)$
hányados függése a protonok és a γ -sugarak iránya által bezárt szögtől.

atomi abszorpció koefficiensből μ_{Ca} és a szögtől függő rezonancia abszorpciót leíró μ_{Cr} abszorpció koefficiensből. μ_{Ba} az atomi abszorpció koefficiens a bór esetében. μ_{Ca} és μ_{Ba} értékeit táblázatból extrapolálva [6] $R = 0,835$ -öt kapunk. A mérés eredménye világosan mutatja a rezonancia abszorpció miatt fellépő μ_{Cr} abszorpció koefficiens hatását /4. ábra/ a helyes szögtartományban.

A második méréssorozatban jóval nagyobb pontossággal mértük 20° -nál és 80° -nál az impulzusszámot abszorbens nélkül és C abszorbenssel. Ez a mérés $T = \exp(-\mu_C x_C)$ értékét adja. 20° -nál $0,7435 \pm 0,00435$, 80° -nál $0,763 \pm 0,0044$ értéket kaptunk. μ_C értékét kiszámítva $\mu_C(20^\circ) = 0,01807 \pm 0,00035 \text{ cm}^2/\text{g}$
 $\mu_C(80^\circ) = 0,0165 \pm 0,00035 \text{ cm}^2/\text{g}$

A $\mu_C(80^\circ)$ értéke megegyezik az atomi abszorpció koefficiens elméleti értékével ($0,0165 \text{ cm}^2/\text{g}$ [6]) illetve 2 %-os pontossággal igazolja azt. 20° -nál fellépő tisztán atommag eredetű abszorpció koefficiens $\mu_{Cr}(20^\circ) = 0,00157 \pm 0,00049 \text{ cm}^2/\text{g}$.

3. Diskusszió

$\frac{\Gamma_0}{\Gamma_t}$ -nek a mérési adatokból való kiszámítása jelen esetben nem végezhető el az [1] dolgozatban megadott módon az abszorpciós integrál segítségével. Számításainkban jelölje $T(E')$ adott E' energián ($E' = E_\gamma + E_{\text{Doppl}}$) a maghatásból származó transzmissziót. Egyszerűen kapjuk, hogy

$$T(E') = \frac{2}{\Gamma_t \pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\sigma_0 N x \frac{1}{\left(\frac{E-E_0}{\Gamma_t/2}\right)^2 + 1}\right) \cdot \frac{1}{\left(\frac{E-E'}{\Gamma_t/2}\right)^2 + 1} dE, \quad /1/$$

ahol N a C atomok száma/gramm, x az abszorbens vastagsága g/cm^2 -ben,

$$\sigma(E) = g \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_0}{\Gamma_t} \frac{1}{\left(\frac{E-E_0}{\Gamma_t/2}\right)^2 + 1} = \sigma_0 \frac{1}{\left(\frac{E-E_0}{\Gamma_t/2}\right)^2 + 1}$$

a rezonancia szórás hatáskeresztmetszete (g a statisztikus faktor, λ a γ -sugárzás hullámhossza, E_0 a rezonancia energia);

$$f(E-E') = \frac{2}{\Gamma_t \pi} \frac{1}{\left(\frac{E-E'}{\Gamma_t/2}\right)^2 + 1}$$

pedig a γ -sugarak energiaeioszlása E' energia körül egyre normalva. Ez utóbbi tényezővel azt vesszük figyelembe, hogy a rezonancia különböző helyein befogott protonok hatására különböző energiájú γ -kvantumok keletkeznek. Az eloszlást a proton-rezonancia hatáskeresztmetszetének változását megadó Breit-Wigner formula írja le. A rezonancianívó termikus mozgásból eredő kiszélesedését (~ 50 eV) Γ_t mellett elhanyagolhatjuk.

$$\sigma_0 N_x = \alpha \text{ jelöléssel, } \frac{E-E_0}{\Gamma_t/2} = x, \quad \frac{E-E'}{\Gamma_t/2} = x-s$$

helyettesítéssel és az exp tényezőt sorbafejtve /1/ átmegy a következőbe:

$$T(E') = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{(x-s)^2+1} - \alpha \frac{1}{(x^2+1)[(x-s)^2+1]} + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{1}{(x^2+1)^2[(x-s)^2+1]} - \dots \right] ds.$$

Ha az α -ban 2.-rendű tagtól kezdve elhanyagoljuk az egyes tagokat, akkor $\frac{\Gamma_t}{E} \sim 10^{-3}$ esetén 1,5 %-nál kisebb hibát követünk el. Az integrálást elvégezve

$$T(E') = 1 - \frac{2\alpha}{5^2+4}. \quad /2/$$

A mérő számláló mindig egy adott E' tartományban illetve az ennek megfelelő szögtartományban dolgozik. A transzmisszió adott α_1, α_2 szögtartományba $-/2/-$ ben E' helyére a megfelelő szöget helyettesítve és integrálva

$$T(\alpha_1, \alpha_2) = 1 - \frac{a.b.\text{arc tg} \left\{ \frac{(b^2+d^2+2d+1)tg \frac{\alpha_2}{2} + (b^2+d^2-1)}{2d} \right\}}{2(\cos \alpha)} \bigg|_{\alpha_1}^{\alpha_2}, \quad /3/$$

ahol $b = \frac{\Gamma_t}{E_\gamma} \frac{c}{V}$, $d = \frac{E_\gamma}{Mc^2} \frac{c}{V}$. M a közbensőmag tömege, V sebessége, c a fénysebesség/. $T(\alpha_1, \alpha_2)$ -t az atomi abszorpcióból származó transzmisszióval szorozva összevethetjük a kísérleti adatokkal. Mindkét méréssorozat adatait felhasználva $a = 0,056 \pm 0,014$ -et kapunk. Ebből $\frac{\Gamma_t}{E_\gamma} = (1,43 \pm 0,36) \cdot 10^{-3}$ és a 16,1 MeV energiájú γ -sugárzás kibocsátására a nivószélesség $\Gamma_\gamma = 7,6 \pm 1,9$ eV. A γ -sugárzás kibocsátására vonatkozó élettartam

$\tau = (8,8 \pm 2,2) \cdot 10^{-17}$ sec. A jelzett hiba a statisztikus hiba, ehhez hozzájárul, hogy Γ_t -t 20 %-os hibával ismerjük, ami a bomló protonok energiamérésének, a targetvastagság mérésének a bizonytalanságából származik.

A 16,1 MeV energiájú γ -sugárzás E2 sugárzás. Γ_γ mért értékéből az átmenet mátrixelem négyzete Weisskopf-egységekben $|M|^2 = 2,17 \pm 0,55$. Wilkinson analizise alapján [7] ez az érték a legvalószínűbb a könnyű magoknál bekövetkező E2 átmeneteknél, amely azt mutatja, hogy a könnyű magoknál is jelentős kollektív hatások érvényesülnek az E2 átmeneteknél.

A 16,1 MeV és 11,67 MeV energiájú sugárzás elágazási aránya segítségével Γ_{γ_0} -ból $\Gamma_{\gamma_{11,67 \text{ MeV}}}$ is meghatározható:

$$\Gamma_\gamma \text{ 11,67 MeV} = 152 \pm 45 \text{ eV}.$$

Az M1 átmenet mátrixelemének négyzete Weisskopf-egységekben $(M)^2 = 4,5 \pm 1,3$.

Ajzenberg és Lauritsen összefoglaló dolgozatában [3] $\Gamma_{\gamma_0} \leq 3 \text{ eV}$ és $\Gamma_{11,67} = 70 \text{ eV}$ adatokat találjuk. Ezek Beckmann et al. [5] becslésén alapulnak. A becslés alapja a $B^{11}(p, \alpha)C^{12}$ magreakció hatáskeresztmetszete, amelyet a szerzők egymástól 2-es faktorról eltérő méréseredményekből vesznek [8], [9]. A dolgozatokat áttanulmányozva az sem tűnik világosnak, hogy a reakcióban keletkező kisebb energiájú α -csoport hányad része származik a 0,67 MeV-nél lévő nagyon széles rezonanciából. Tehát az általunk mért 7,6 eV értéke és az idézett 3 eV értéke közötti eltérés okát - úgy látszik - a (p, α) reakció hatáskeresztmetszetének pontatlanságában kell keresnünk.

Köszönetet mondunk Schmidt György kartársnak a mérések közben nyújtott segítségért.

I r o d a l o m

- [1] P.B.Schmidt, P.M.Endt, Phys.Rev. 110 /1958/ 397.
- [2] P.B.Schmidt, P.M.Endt, Phys.Rev. 110 /1958/ 1442
- [3] F.Ajzenberg, T.Lauritsen, Rev.Mod.Phys. 27 /1955/ 77
- [4] R.Tangen, Kgl.Norske Videnskab Selskabs Skrifter /1946/
- [5] O.Beckmann, T.Huus, C.Zupancic, Phys.Rev.91 /1953/ 606
- [6] C.M.Davisson, in Beta and Gamma-ray spectroscopy. edited by K.Siegbahn /North Holland Publishing Company, Amsterdam 1955.p. 857/
- [7] D.H.Wilkinson in Proceedings of the Rehovoth Conference on nuclear structure edited by H.J.Lipkin /North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1958.p.175./
- [8] J.D.Cockroft, W.B.Lewis, Proc.Roy.Soc. 154 /1936/ 246.
- [9] H.H.Williams, W.H.Wells, J.T.Tate, E.L.Hill, Phys.Rev. 51 /1937/ 434.

Érkezett 1958.december 31.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

A COMPTON-EFFEKTUS PROBLÉMÁIRÓL

Irta: Fogarassy Bálint, Keszthelyi Lajos és Varga Péter

Elektromágneses, Atomfizikai és Kozmikus Sugárzási
Osztály

Összefoglalás

A KFKI Tudományos Bizottsága 1958 júniusban megbizta a szerzőket a Compton-effektusra vonatkozó irodalom tanulmányozásával, olyan szempontból, hogy az mennyiben igazolja az energiamegmaradás tételét elemi folyamatok esetében. Másszóval, milyen mértékben támasztja alá a Compton-effektus a fény részecske természetét és milyen mértékben hagy lehetőséget a hullám elképzelésre. A közlemény erről a munkáról számol be és megállapítja, hogy a kísérleti eredmények összhangban vannak a részecske elképzeléssel, de nem adják annak döntő bizonyítékát.

Bevezetés

A fizikusok között általánosan elterjedt vélemény, hogy a Compton-effektus kísérleti bizonyítékot szolgáltat az energiamegmaradásra elemi folyamatok esetén is. Ezzel az általánosan elfogadott nézettel szemben kétségek merültek azonban fel. Feladatunk az volt, hogy a Compton-effektus terén végzett kísérleti munkákat vizsgáljuk felül az irodalom alapján. Az általánosan elfogadott vélemény szerint a Compton-effektus a γ -sugarak foton-természetét igazolja, a másik, ezzel szemben álló nézőpont szerint a Compton-effektus a γ -sugarak hullámtermészete alapján is megmagyarázható.

A Compton-effektusnál kísérletileg vizsgálható jelenségek:

1. Hullámhossz változás
2. Differenciális hatáskeresztmetszet
3. Teljes hatáskeresztmetszet
4. Koincidencia a meglökött elektronok és szórt fotonok között

5. A meglökött elektronok és fotonok közötti szögösszefüggés
6. Kettős Compton-effektus

Ezen felsorolásból néhány a fotonok részecske természetének feltételezése nélkül is magyarázható. Az 1.-ről már Compton kimutatta, hogy a Doppler-effektussal számolva, ha az elektronoknak meghatározott sebességet tételezünk fel, akkor ugyanolyan $\Delta\lambda$ adódik, mint az energia és impulzusmegmaradásból levezethető [1]. A 2. és 3.-at Klein-Nishina levezette csupán a kvantummechanika alapján [2] és Tamm levezetése a kvantumelektrodinamika alapján [3] legfeljebb esztétikailag mond többet.

1., 2. és 3. jelenségek kísérleti vizsgálatának kritikájával ezért nem foglalkozunk és csak a fennmaradó 4., 5. és 6. jelenségek igazolására vonatkozó kísérletek áttekintésére szorítunk.

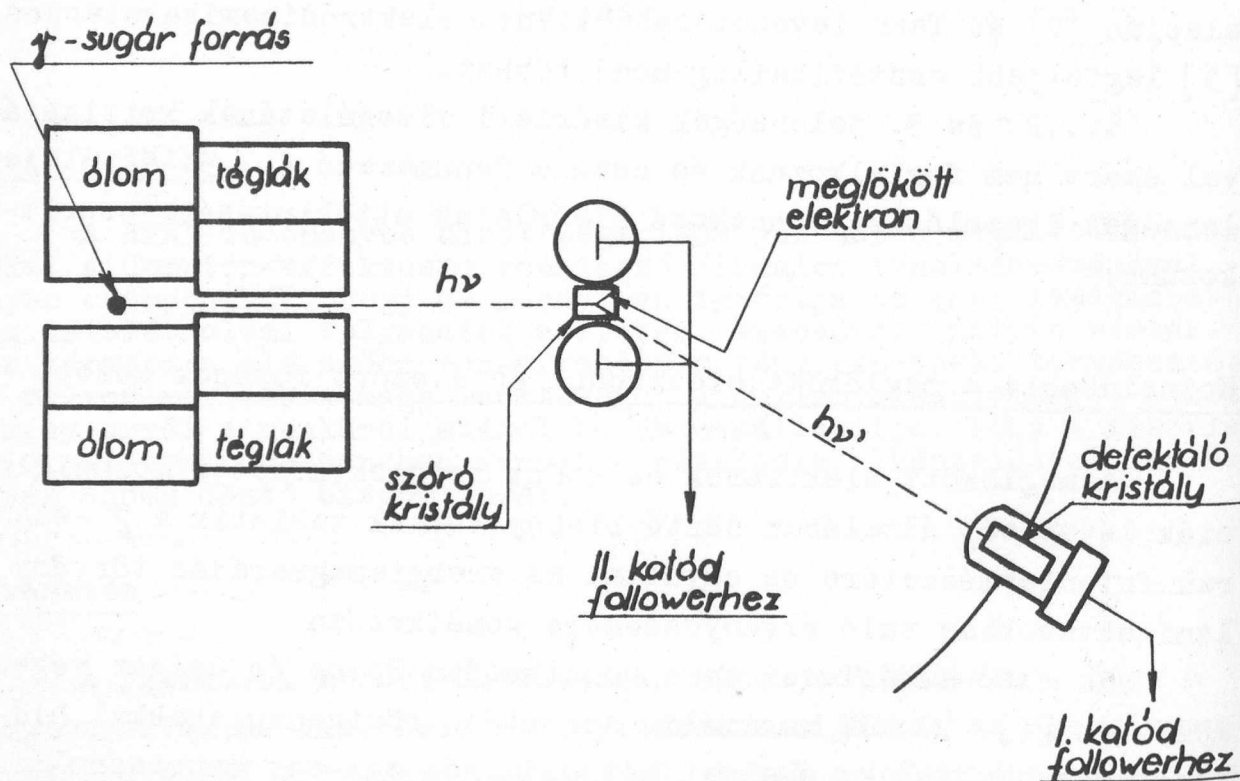
Koincidencia a meglökött elektronok és a szórt fotonok között

A meglökött elektronok és szórt fotonok közötti koinciden-
ciák létezését általában döntő bizonyítéknak tekintik a γ -suga-
rak fotontermészetére és egyuttal az energiamegmaradás törvény e-
lemi aktusokban való érvényességére vonatkozóan.

Az első kísérletet erre vonatkozóan Bothe és Geiger végezte 1925-ben [4]. 70 keV maximális energiájú röntgensugarakkal hidrogéngázt bombáztak, amelyet két oldalról egy-egy csucsszámláló vett körül; az egyik a szórt γ sugarakat, a másik a meglökött elektronokat számlálta. Az impulzusokat mozgófilmre fényképezték, az egyidejűséget 10^{-4} sec-ra tudták megállapítani. 5,5 óra alatt összesen 66 ± 8 koincideniciát kaptak. A véletlen koincideniciák száma $E = 23,4 \pm 5$ /számítással meghatározva/ volt ugyanezen idő alatt. A valódi koincideniciák száma tehát $C = 43 \pm 9$. C értékét a γ -sugarak fotontermészetét feltételezve elméletileg is meghatározták és ez a mérési eredménnyel megegyezett. A kísérlet azonban a kis felbontóképesség miatt nem mond sokat számunkra.

1950-ben Hofstadter és McIntyre szcintillációs számláló segítségével vizsgálta a meglökött elektronok és szórt γ -sugarak egyidejűségét [5]. Co^{60} radioaktív preparátum γ -sugarai /1,17 MeV és 1,33 MeV/ egy stilbén szcintillálókristályra estek, a

Compton-elektronok ebben fényvillanást és egy fotoelektronsokszorozó segítségével elektromos impulzust adtak. A szórt γ sugarak egy másik szcintillációs számlálóba jutottak /1. ábra/. A jeleket oszcilloszkópra vive fényképezték. Az elektron és γ -jelek $\pm 1,5 \cdot 10^{-8}$ sec időnél, a mérési lehetőségek felső határánál jobban nem tértek el. A véletlen koincidenciák száma kb. 0,2 %-a volt a valódi koincidenciáknak.



1. ábra
Elektron-foton koincidencia vizsgálat kísérleti elrendezése.

1955-ben Bay Zoltán és munkatársai a koincidencia-technikát továbbfejlesztve /differenciális koincidenciamódszer/ kimutatták [6], hogy a meglökött elektron és a szórt γ -kvantum 10^{-11} sec-en belül egyidejűleg lépnek ki.

Végeredményben tehát a kísérletek azt bizonyítják, hogy a meglökött elektron és a szórt foton egyidejűsége 10^{-11} sec-nél kisebb. Felmerül a kérdés, hogy mit jelent ez az eredmény?

A szokásos értelmezés szerint bizonyítja a fény foton-terészetét és az energia és impulzus megmaradást elemi aktusokban.

Ellentmond a Compton-effektus jelenségei megmagyarázására kidolgozott Bohr-Kramers-Slater féle statisztikus elméletnek [7], amely a fény hullámtermészete alapján állott. E szerint a szóró anyag elektronjai, mint virtuális oszcillátorok szórják a bejövő hullámokat. A hullámhosszváltozást az magyarázza, hogy a szórt elektronok olyan sebességgel mozognak, hogy a Doppler-effektus éppen akkora hullámhosszváltozást hoz létre, amekkorát a kísérleti adatok megkövetelnek. A fény sugárnyomása, amely a klasszikus elmélet szerint megoszlik a szórt elektronok között, statisztikus ingadozások folytán néhány meglökött elektron impulzusaként jelenik meg; a szórt elektronoknak átadott és kisugárzott energia közötti különbség sem oszlik szét minden egyes szórt elektronra, hanem a néhány "meglökött" elektronra. Az energia és impulzus megmaradás nem érvényes az elemi folyamatokra, hanem csak statisztikusan, az átlagértékekre. E szerint a szóródott γ -kvantum és a meglökött elektron nyilvánvalóan nem egyidőben lép ki, koincidenciát tehát egyáltalán nem észlelhetünk.

Ezt az elgondolást azonban így nem fogadhatjuk el. A fény meghatározott hosszúságú hullámvonulat, amely nyilvánvalóan meghatározott T időtartam alatt halad el egy elektron közelében, vagyis az elektron a sugárzás hatására T ideig kerül a sugárzás elektron közelében, vagyis az elektron a sugárzás hatására T ideig kerül a sugárzás elektromágneses terébe. A sugárzás a térerősség négyzetével arányos valószínűséggel lép kölcsönhatásba az elektronnal. A kölcsönhatás ideje tehát T , a meglökött elektron és a szórt sugárzás e T idő alatt kell, hogy megjelenjék.

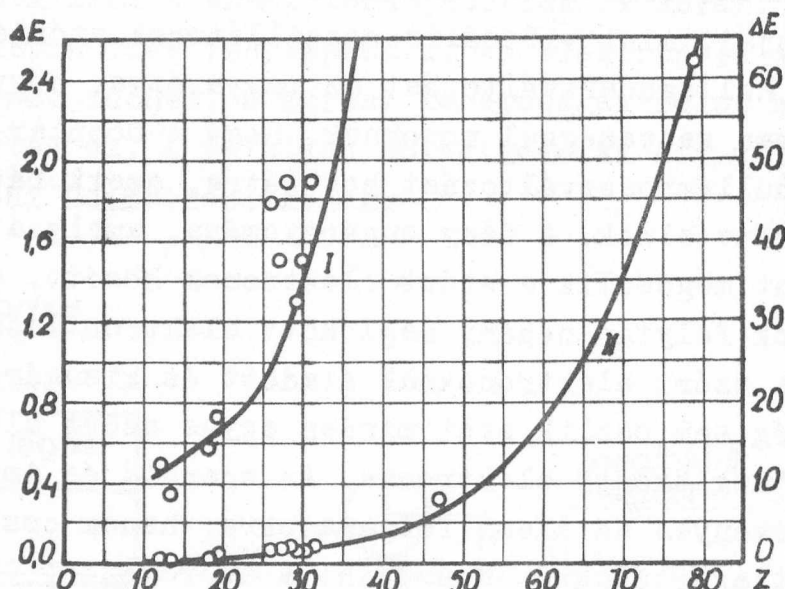
A kérdéses hosszúság és időtartam a sugárzás koherencia hossza, illetve koherencia ideje. Utóbbit közelítőleg meghatározhatjuk a Heisenberg-féle bizonytalansági reláció alapján:

$T \sim h / \Delta E$, ahol ΔE a spektrumvonálhoz tartozó energia bizonytalanság.

A koherencia-időt tehát az egyes vonalak szélessége határozza meg. Néhány elem röntgenfizikai módszerekkel mért vonalszélességből számolt energiasáv szélességet a 2. ábra grafikonján láthatjuk [8].

Látható, hogy $\Delta E > 1$ eV, ha $Z > 25$ /amikor a K-héj energiája már nagyobb mint 5 keV/, tehát $T \leq 2 \cdot 10^{-15}$ sec.

A folytonos spektrumu fékezési sugárzás sem nyújthat pontosabb értéket, mint a diszkrét spektrum.



2. ábra

A K-nívók ΔE sávszélessége (eV-ban) a Z rendszám függvényében. Az I. görbéhez tartozó ordináta értékek a grafikon bal oldalán, a II.-höz tartozók a jobb oldalán vannak feltüntetve. A karikák a mérési pontokat jelentik.

Kísérletileg a legpontosabb érték napjainkban a $\Delta \lambda = 0,1 \text{ \AA}$ sávszélesség. Tehát a folytonos spektrumból ilyen sávszélességű sugárzást lehet kiszűrni. Ha a koherencia-időt a vizsgált spektrumhoz tartozó energia függvényében akarjuk megkapni:

$$\lambda = \frac{hc}{eV} = \frac{1,24}{V(\text{k Volt})} \cdot 10^{-7} \text{ cm},$$

$$T \sim \frac{h}{\Delta E} = \frac{1}{\Delta \nu} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} = \frac{5 \cdot 10^{-13}}{V^2(\text{k. Volt})} \text{ sec};$$

$$V = 10 \text{ kV-nál} \quad T = 5 \cdot 10^{-15} \text{ sec}.$$

adódik.

Áttérünk az atommagok által kibocsátott γ -sugárzás koherencia-idejének a tárgyalására. A klasszikus tárgyalás alapján egy oszcillátor élettartama λ_0 hullámhosszuságú sugárzás kibocsátása esetén

$$T = \frac{3}{8\pi^2} \frac{mc}{e^2} \lambda_o^2 \text{ sec.}$$

Ez 1 MeV energiájú γ -sugárzás esetén ($\lambda_o \approx 12$ X egység) $T = 4 \cdot 10^{-20}$ sec-et adna. Atommagok esetében a kibocsátó nivó élettartama nemcsak a γ -sugarak energiájától, hanem az atommag A tömegszámától és a γ -kvantum kibocsátásával járó átmenet jellegétől is függ. Az átmenet lehet elektromos vagy mágneses jellegű; és dipól, quadrupól, oktapól stb. sugárzás kibocsátásával járhat.

Az alábbi táblázat tartalmazza az elméletileg számított élettartamokat E γ elektromos 2^l -pól, M γ mágneses 2^l -pól sugárzások esetére [9].

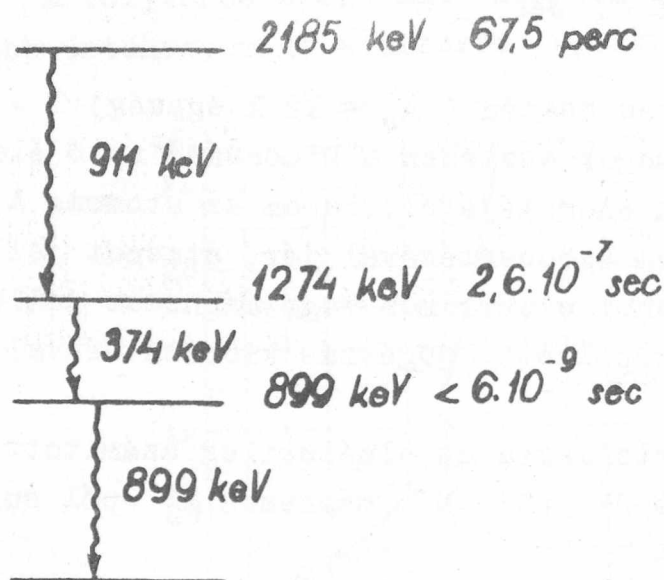
	T(sec)		T(sec)	
E 1	$7 \cdot 10^{-15} \cdot A^{-2/3} \cdot E^{-3}$	M 1	$3,6 \cdot 10^{-14} \cdot E^{-3}$	
E 2	$6 \cdot 10^{-9} \cdot A^{-4/3} \cdot E^{-5}$	M 2	$8,3 \cdot 10^{-9} \cdot A^{-2/3} \cdot E^{-5}$	
E 3	$9 \cdot 10^{-3} \cdot A^{-2} \cdot E^{-7}$	M 3	$5,5 \cdot 10^{-3} \cdot A^{-4/3} \cdot E^{-7}$	
E 4	$2 \cdot 10^4 \cdot A^{-8/3} \cdot E^{-9}$	M 4	$7 \cdot 10^3 \cdot A^{-2} \cdot E^{-9}$	

Ezeket a kísérleti eredmények 1-2 nagyságrend szórással erősítik meg. A Co⁶⁰ mindkét γ -sugárzásán kísérletileg is meghatározták T értékét, ez 10^{-12} sec-nek adódott.

A 10^{-13} sec koherencia élettartam miatt a 10^{-9} - 10^{-10} sec felbontóképességgel végzett koincidencia-mérések mindig kell, hogy koincidenciát adjanak. Legalább 10^{-15} - 10^{-16} sec felbontóképességre lenne szükség, hogy a Compton-effektust részleteiben tanulmányozni lehessen a folyamat időbeli lejátszódása szempontjából. Ennyi felbontóképességet a mai eszközökkel elérni elvileg lehetetlen.

Felmerül azonban a kérdés, hogyan kell értelmeznünk a hosszú élettartamu magnivók által kibocsátott γ -sugarak Compton-effektusainak egyidejűségét.

A koherencia-időt γ -sugarak esetén mechanikusan értelmezve és azt állítva, hogy a Compton-effektus csak a koherencia-időn belül ad egyidejűséget, ellentmondásba jutunk a tapasztalattal. Er-



3. ábra

A Pb^{204} atommag szóban forgó energia szintjei, a gerjesztett állapotok élettartama és bomlási sémája.

az ezt követő 374 keV, 899 keV energiájú γ -sugárzás koincidenciában vannak egymással a kísérletek szerint [10]. A koherencia-idő mechanikus felfogása szerint itt nincs koincidencia mérhető mennyiségben.

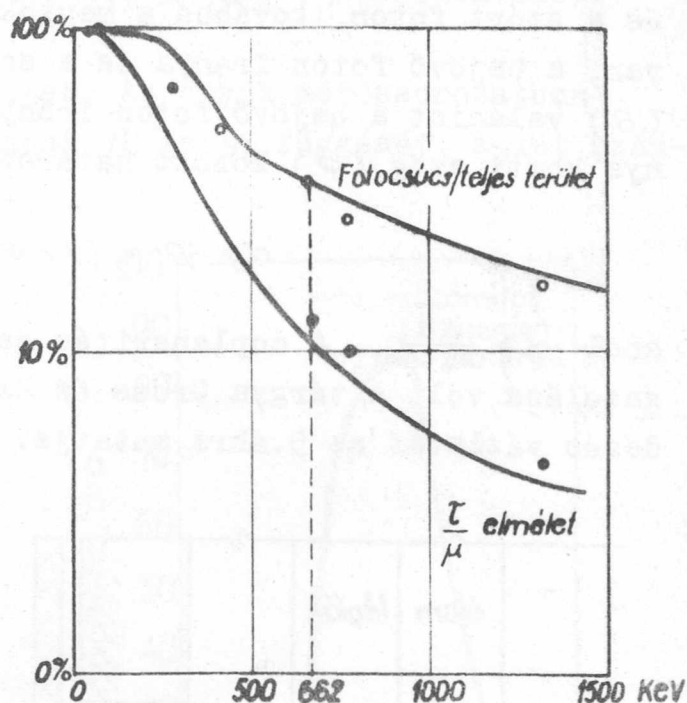
Ennél egyszerűbb kísérleti bizonyíték is van arra, hogy a fenti koherencia-idő felfogás esetén ellentétbe jutunk a kísérlettel. Szcintillációs számlálóknál az 1 MeV-nél kisebb energiájú γ -sugarak fotoelektronokat és Compton-effektus révén Compton-elektronokat keltenek. Az elektronok energiájukkal arányos számú látható fotont és fotoelektronsokszorozó útján arányos amplitúdójú impulzust keltenek. Az impulzus spektrumban ennek megfelelően egy fotocsucs és folytonos Compton rész mérhető. A két rész alatti terület aránya elvben megegyezik a fotoeffektus és a Compton-effektus hatáskeresztmetszetének arányával /a hatáskeresztmetszetek természetesen a szcintilláló anyagra vonatkoznak/. A gyakorlatban azonban ez az egyezés csak nagyon kis méretű szcintillációs kristályban van meg, mert nagyobb kristály esetén a szórt γ -kvantumok egy része újra abszorbeálódik a kristályban, ilyenkor a Compton-elektron és a szórt γ -kvantum energiája egyszerre kelt fényt, és ekkor a keletkező impulzusok a fotocsucsba esnek.

re két példát hozunk. Számos olyan atommag van, amely egy hosszú /pl. óra/ élettartamu gerjesztett állapotból nem közvetlenül az alap állapotba bomlik γ -sugárzás kibocsátásával, hanem egy másik gerjesztett állapotba, amely nagyon rövid idő alatt bomlik szintén γ -sugárzást emittálva. Például a Pb^{204} atommag esetét nézzük /3. ábra/. A 67,5 perc élettartamu nívóról kilépő 911 keV energiájú γ -sugárzás, és

A két terület aránya tehát nagyobb lesz, mint a hatáskeresztmetszetek aránya. Ez az effektus jól ismert azok előtt, akik szcintillációs számlálóval foglalkoznak.

Mármost, pl. a Cs^{137} bomlása során emittált 662 keV energiájú γ -sugárzás 100 sec élettartamu gerjesztett nivóról lép ki. A γ -sugárzás által meglökött elektron és γ -kvantum a fenti mechanikus felfogás szerint 100 sec-ra egyidejű csak. Elhanyagolhatóan kevés olyan esetet várunk tehát, amikor az elektron és a γ -kvantum a számlálók gyűjtési idején belül ($\sim 10^{-6}$ sec)

adja át energiáját a közegnek. Cs^{137} esetén tehát a két terület arányának a hatáskeresztmetszetek arányával kellene megegyeznie. A 4.ábrán a KFKI-ban végzett mérés eredménye [11] egyáltalán nem mutatja, hogy a Cs^{137} γ -sugaraival végzett mérés eltérne a görbe menetétől.



4. ábra

A fotocsúcsu hatások γ -energia függvényében NaJ kristályok esetében. Saját mérési adatok nagy kristállyal / o / és kisméretű kristállyal / • / , τ a Compton-effektus, μ a fotoeffektus hatáskeresztmetszete.

A meglökött elektronok és szórt fotonok közötti szögösszefüggés

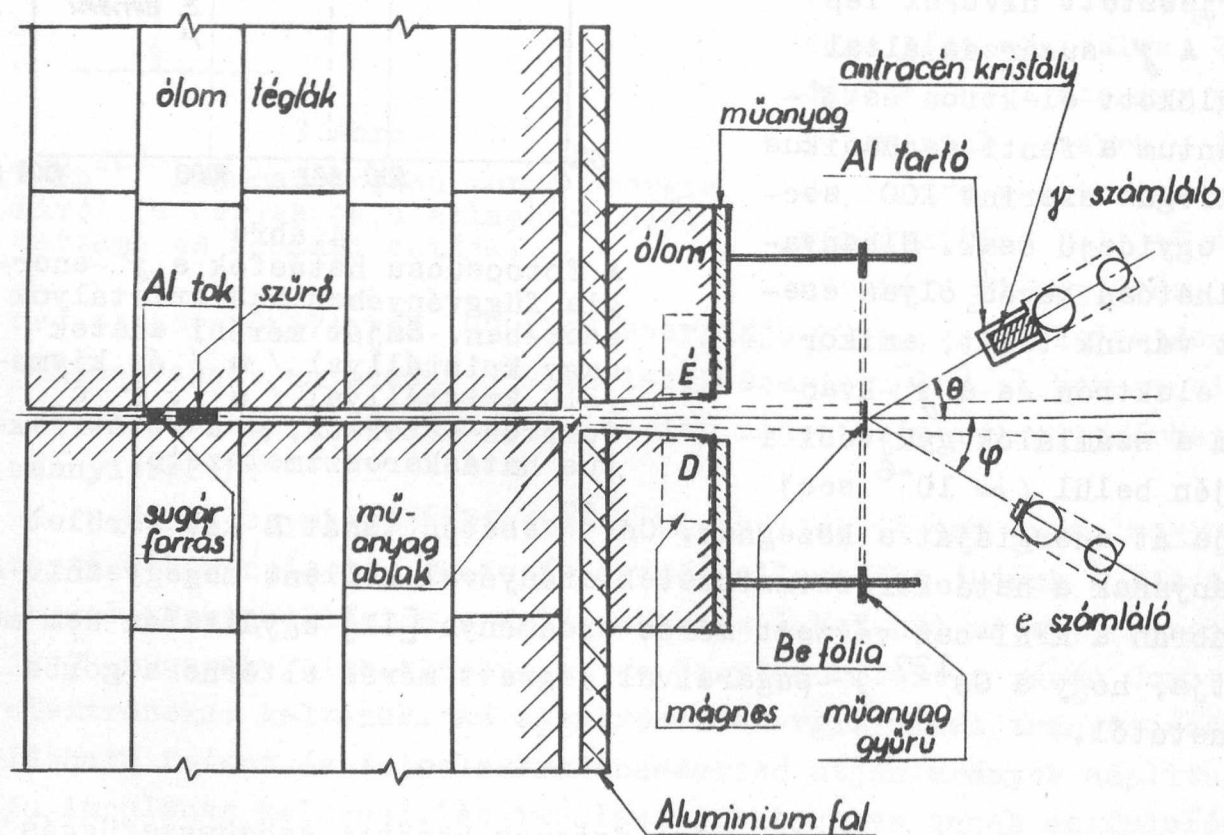
A Compton-effektus során kilépő elektronok és γ -kvantumok közti szögösszefüggésre több mérés ismeretes. Ezek - a Shankland-féle kísérletektől eltekintve [12]-, mind összhangban vannak az impulzus és energia megmaradás törvényéből következő szögösszefüggéssel.

Vizsgáljuk meg részletesebben a legfrissebb és legpontosabbnak mondható kísérletet, amelyet Cross, Ramsey végeztek [13]. A Compton-effektust a fotonhipotézis alapján értelmezve a bejövő

és a szórt foton, továbbá a meglökött elektron iránya egy síkban van, a bejövő foton iránya és a szórt foton iránya közti szög (θ) valamint a bejövő foton iránya és a meglökött elektron iránya közti szög (φ) között határozott összefüggés van:

$$\operatorname{ctg} \varphi = (1 + \alpha) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad /1/$$

ahol $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$. A coplanaritás és a szögösszefüggés kísérleti igazolása volt a tárgya Cross és Ramsey mérésének. A mérési elrendezés vázlatát az 5. ábra mutatja.

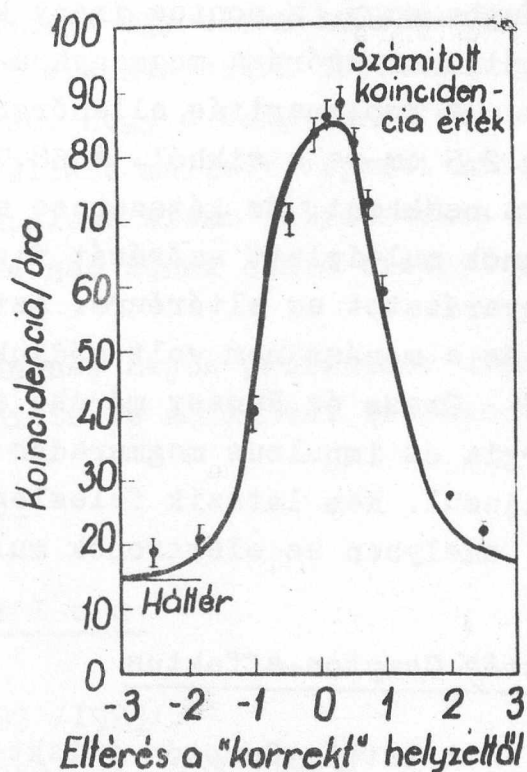


5. ábra
Szögkorrelációs mérés elrendezése.

Amint az ábrán látható a RaTh preparátumból vékony γ -sugárnyaláb esett 16 mm² felületű, 13,8 mg/cm² vastag Be fóliára. A 30°-ba szóródott γ -kvantumokat 10 x 18 x 24 mm méretű antracén kristályból és fotoelektronsokszorozóból, a meglökött elektronokat 10 x 18 x 2 mm méretű antracén kristályból és fotoelektronsokszorozóból álló rendszer regisztrálta. Az elektronszámláló a fenti egyenlet által követelt $\varphi = 31^{\circ}30'$ szögnél állott. A két

számláló jelei koincidenenciába voltak kapcsolva, a felbontóképesség $3,10^{-7}$ sec volt.

Két különböző mérést végeztek. Az egyik méréssorozatban vizsgálták a koincidenenciák számának θ és φ függését. A két számláló konstans helyzetben maradt, a Be fóliát mozgatták. A maximális helyzetben a koincidenenciák száma 62/óra (a véletlen koincidenenciák száma 14/óra). A koincidenenciagörbe maximuma $\pm 1^\circ$ -ra megegyezett az /1/ egyenlet alapján várt maximummal. A görbe szögekre átszámított félértékszélessége $\sim 14^\circ$ /6.ábra/.



6. ábra
A szöghatárkorrelációs mérések grafikus ábrázolása.

A kiszélesedés fő oka az hogy az elektronok multipliett szórását szenvednek a Be szóróanyagban. A multipliett szórásra vonatkozó különböző elméleti formulák alapján számított félértékszélességek a szerzők szerint 10 %-os hibán belül megegyeztek egymással és 10%-nál nem tértek el nagyobb mértékben a más kísérletekben

mért értékektől sem. Ezzel a Δ -val, mint szórással felvett Gauss eloszlás jól egyezett a kísérleti adatokkal, ha ott figyelembe vették, hogy a RaTh sugárzásban a 2,62 MeV energiájú vonalnál kisebb energiájú vonalak is jelen vannak kis százalékban.

A várt koincidenenciák száma elméletileg

$$R_{\gamma} = N \cdot \sigma(\theta) \cdot t \cdot \Omega \cdot \epsilon_{\theta} \quad /2/$$

ahol N a fóliára eső γ -kvantumok abszolút száma; $\sigma(\theta)$ a Compton-effektus differenciális hatáskeresztmetszete; t a Be fólia vastagsága; Ω a γ -számláló térszöge, ϵ_{θ} a θ szögbe szórt γ -kvantumokra vonatkozó hatásfoka. N -et két módszerrel /radioaktív standarddal összehasonlítva és ismert hatásfoku szcintillációs

számlálóval mérve/ határozták meg. N a két meghatározásból 10 %-ra egyezett. Ezzel az N értékkel kiszámították $\sigma(\theta)$ segítségével R_γ abszolút értékét. $R_\gamma = 74,5$ koinc/óra. A kísérleti adat $68,7 \pm 1,5$ koinc/óra. Az egyezés kielégítőnek mondható. Nagy biztonsággal mondhatjuk, hogy az összes meglökött elektron a kívánt irányba megy, a pontos irány körüli 14° -os szórást az elektronok multiplett szórása megmagyarázza.

A koplanaritás ellenőrzésére az elektron számlálót kiemelték 2,5 cm-re a síkból. A 68,7 koinc/óra beütésszám 14,6 koinc/óra-ra csökkent. Ez kétszerese annak, amit kiszámítottak /az elektronok multiplett szórását figyelembevéve/. A szerzők nem adnak magyarázatot az eltérésre. Azt mondják, hogy valószínű mérési hiba és a mérést nem volt módjukban megismételni.

Cross és Ramsey mérése alapján azt mondhatjuk, hogy az energia és impulzus megmaradás tétele által kívánt szögösszefüggés teljesül. Nem látszik feleslegesnek azonban egy új mérés elvégzése, amelyben az elektronok multiplett szórását csökkentenénk.

Kettős Compton-effektus

A kettős Compton-effektusban két szórt foton és egy meglökött elektron keletkezik. A kettős Compton-effektus létezését először Cavanagh mutatta ki [14], részletesebb vizsgálatokat Laura Colli és munkatársai végeztek [15]. A Co^{60} γ -sugárzásával 1 mm, illetve 2,5 mm vastag Be fólia által szórt sugárzás spektrumát mérték. A mérések az energia-eloszlás és teljes hatáskeresztmetszet kvantumelektrodinamika alapján várt értékeit igazolták.

Befejezés

A Compton-effektussal kapcsolatos kísérleti eredmények egy része minden további nélkül magyarázható a fény hullámtermészete és a kvantummechanika alapján. A koincidencia kísérletek szintén értelmezhetők a hullám elképzelés segítségével, ha a hosszú élettartamu γ -sugárzás koherencia-idejét sikerül az élettartamtól függetlenül meghatározni és az 10^{-12} sec, vagy annál kisebbnek adódik. Ebben az esetben ugyanis nyilvánvaló, hogy a szórt γ -su-

gárzás és a meglökött elektron nagy valószínűséggel a kölcsönhatási, azaz a koherenciaidőn belül jelennek meg, így nem csodálatosak a 10^{-11} sec felbontóképességű berendezésekkel talált koincidenenciák. A szög korrelációra vonatkozó kísérletek már inkább a fény részecske természete mellett szólnak, de itt is vannak diszcrepanciák és nem tartjuk lehetetlennek egy olyan hullám-elmélet konstruálását, amely ezen kísérleti eredményekkel is összhangban van. Végeredményben megállapíthatjuk, hogy a Compton-effektussal kapcsolatban a technika jelenlegi állása mellett végzett kísérletek értelmezhetők az energia és impulzus elemi folyamatokra is érvényes megmaradási tételével, de nem adnak döntő bizonyítékot a fény részecske természetére.

Ezúton mondunk köszönetet Jánossy Lajos professzor urnak, aki a problémára figyelmünket felhívta és munkánkat értékes tanácsaival állandóan támogatta.

-.-.-

I r o d a l o m

- [1] A.H.Compton, Phys.Rev. 21, 483 /1923/
- [2] O.Klein, Y.Nishina, Zs.für Phys. 52, 853 /1929/
- [3] I.Tamm, Zs.für Phys. 62, 545 /1930/
- [4] W.Bothe, H.Geiger, Zeits.f.Physik, 26, 44 /1925/
- [5] R.Hofstadter, McIntyre, Phys.Rev. 78, 24 /1950/
- [6] Z.Bay, V.P.Henry, F.McLernon, Phys.Rev. 97, 1710 /1955/
- [7] N.Bohr, H.A.Kramers, J.C.Slater, Phyl.Mag.47, 785 /1924/
- " - Zs.für Phys. 24, 69 /1924/
- [8] M.A.Blockin: Physik der Röntgenstrahlen, 131.old.
/VEB Verlag Technik Berlin, 1957/
- [9] K.Siegbahn: Beta and Gamma-Rays Spectroscopy 391.old.
/North-Holland Publishing Co. Amsterdam, 1955/
- [10] V.Krohn, S.Raboy, Phys.Rev. 95, 1354 /1954/
- [11] Keszthelyi L. M.Fiz.Folyóirat 5, 251 /1957/
- [12] R.S.Shankland, Phys.Rev. 52, 414 /1937/
- [13] W.G.Cross, N.F.Ramsey, Phys.Rev. 80, 929 /1950/

- [14] P.E.Cavanagh, Phys. Rev. 87, 1131 /1952/
- [15] A.Bracci, C.Coceva, L.Colli, R.Dugnani Lonati, Nuovo Cimento, 3, 203 /1956/

Érkezett 1959. jan. 15.

KFKI Közlemények 6. évf. 6. szám 1958.

NEUTRON-DIFFRAKTOMÉTER KOLLIMÁTORÁNAK MÉRETEZÉSE ÉS ELHELYEZÉSE

Irta: Szabó Pál

Neutronfizikai Osztály

Összefoglalás

Legmutatjuk, hogyan lehet kiszámítani egy neutron-diffraktométerre beeső neutron-nyaláb előírt kollimálását biztosító kollimátor optimális méreteit. Az optimális méreteket kiszámítottuk kétféle: "közeli" és "távoli" elrendezésre. /A "távoli" elrendezés lehetővé teszi a szomszédos reaktor-csatárnak egyidejű zavartalan használatát./ Kiszámítottuk a kollimátoron a "távoli" és "közeli" elrendezés esetében átbocsátott intenzitások viszonyát. Az átbocsátott intenzitásnak bizonyos kiindulási feltevések alapján való számítására megadtuk az exakt számítási módszert. Az exakt /zárt alakban megadható/ formulák numerikus kiértékelése rendkívül fáradságosnak bizonyult. Ezért megadtunk egy közelítő számítási eljárást is. Numerikus számítással kimutattuk, hogy esetünkben gyakorlatilag teljesen elegendő a közelítő számítás alkalmazása.

A neutron-diffraktométer kollimált beeső neutron-nyalábot igényel. A nyaláb kollimálásának mértékétől függ a felbontóképeség. Berendezésünk a vízszintes síkban szórt intenzitás vizsgálatára lesz alkalmas. Kimutatható, hogy ebben az esetben adott felbontóképeség elérése érdekében a beeső neutron-nyaláb függőleges síkbeli divergenciája sokkal nagyobbra választható, mint a vízszintes síkbeli divergencia. /Divergencián célszerűen a különböző irányú sugarak által bezárt legnagyobb hegyesszög felét értjük./ Így a kollimátor-üreg téglalap-keresztmetszetű hasáb lehet, melynek méretei olyanok, hogy a kétféle szögdivergencia az előírt legyen. Hogy az időegységenként átbocsátott neutronok száma elég nagy legyen, a valóságban olyan nagyobb keresztmetszetű kollimátort kell alkalmaznunk, amely több ilyen egymásmellé helyezett hasábból /szekcióból/ áll, és az egyes szekciókat megfelelően nagy

abszorpcióképességű lemezek választják el egymástól. [1].

Számítást kell végeznünk arra vonatkozólag, hogy adott kollimálás /divergencia/ esetén melyek a kollimátor optimális méretei, azaz hogy az adott kollimálást biztosító kollimátor milyen méretek /hosszuság és szekció-szám/ esetén bocsátja át a legnagyobb intenzitást.*

Az általunk tervezett diffraktométer nagy méretei miatt nagy előny származna abból, ha a berendezést nem közvetlenül a reaktor-csatorna nyílása elé, hanem kb. 2,5-m-rel messzebbre helyezhetnénk, amennyiben ekkor a berendezés nem zavarná a szomszédos csatornáknál elhelyezett berendezések használatát. Ilyen elhelyezés megvalósíthatóságának eldöntéséhez tudnunk kell azt, hogy ezzel a "távoli" elrendezéssel milyen mértékben csökkentjük az intenzitást a kedvezőbb /"közeli"/ elrendezéshez képest. Ehhez ki kell számítanunk a kétféle elrendezésnek megfelelő optimális kollimátor-méreteket és az általuk átbocsátott intenzitást.

1. Kiindulási adatok

A kollimátor által meghatározott vízszintes szögdivergencia: $\alpha = 20'$ legyen. A függőleges szögdivergenciát a reaktorcsatorna alább ismertetendő méretei eleve kisebbre szabják meg a maximálisan megengedhetőnél, így ezt külön korlátoznunk nem kell.

A kollimátor összkeresztmetszete 4 cm magasságu, 5 cm szélességű téglalap. /Ezeket a méreteket itt tárgyalni nem kívánt szempontok szabják meg./

A kollimátort 0,5 mm vastagságu acéllemezekkel n db egyenlő szekcióra osztjuk; adott n mellett a kollimátor hossza olyan, hogy a vízszintes szögdivergencia a fent megadott legyen.

* Könnyen belátható, hogy ha a szekciókat elválasztó lemezek vastagságát elhanyagolhatnánk, akkor az átbocsátott intenzitás - adott összkeresztmetszet és adott divergencia esetén - monoton nőne a szekciók számának növelésével /azaz a kollimátor hosszúságának csökkentésével/; az elválasztó lemezek véges vastagsága miatt azonban az átbocsátott intenzitásnak mint a szekció-szám függvényének maximuma, a méretezésnek tehát optimuma alakul ki.

A sugárzást 10 cm átmérőjű vízszintes csatornából kapjuk. A közeli elrendezésnél a kollimátor a csatornában helyezkedik el szimmetrikusan úgy, hogy a kollimátornak a reaktor aktív zónájától távolabbi vége a csatorna nyílásánál van. A távoli, egyébként hasonló elrendezésnél a kollimátornak ez a vége 245 cm-re van a csatorna nyílásától.

A csatorna 250 cm hosszú külső szakasza nehézbetonba van ágyazva, belső, 80 cm hosszú szakaszát pedig alumínium és víz veszi körül.

Jelölések:

- l a kollimátor-hosszuság
- L a csatorna bemeneti keresztmetszetének a távolsága a kollimátor kimeneti keresztmetszetétől
- ϵ a csatorna keresztmetszetéhez definiált élhosszuság /esetünkben 8,85 cm/
- d egy-egy szekció belső szélessége $= l \cdot \operatorname{tg} \alpha$
- s a kollimátor össz-szélessége /esetünkben 5 cm/
- h a szekciók magassága /esetünkben 4 cm/
- $q =$ hd egy-egy szekció keresztmetszetének területe
- v a kollimátor szekciókat elválasztó lemezek vastagsága /esetünkben 0,05 cm/
- $\alpha = 20'$ a vízszintes szögdivergencia
- $\beta = \operatorname{arctg} \frac{h}{l}$ a függőleges szögdivergencia
- n a kollimátor-szekciók száma

2. A számítás elve

Ki kell számítanunk a kétféle elrendezésre azt, hogy a fent megadott szögdivergenciának megfelelő különböző n szekciós számú /tehát különböző l hosszúságú/ kollimátorokon hány neutron megy át időegységenként (I_1 a közeli, I_2 a távoli elrendezésnél); meg kell keresnünk I_1 és I_2 maximumát; $\frac{I_{2,\max}}{I_{1,\max}} \cdot 100$ adja meg azt, hogy a távoli elrendezés esetében az optimális kollimátor által átbocsátott neutron-szám hány százaléka a közeli elrendezésnél az optimális kollimátor által átbocsátott neutron-számnak.

A számítás egyszerűsítésére a csatorna tényleges alakja helyett vele egyenlő területű, é /esetünkben 8,85 cm/ élhosszuságú négyzetkeresztmetszetű csatornával számolunk. Kimutatható, hogy $\frac{I_{2,max}}{I_{1,max}}$ számított értékét ez kissé csökkenti, vagyis a távoli elrendezés által okozott intenzitás-romlást a valóságosnál kissé nagyobbak mutatja.

Feltesszük továbbá, hogy a csatorna betonba ágyazott részének belső végén /tehát a nyílástól 250 cm-re/ a csatorna tengelyére merőleges keresztmetszet /"bemeneti keresztmetszet"/ minden helyén át cm^2 -enként és sec-onként minden számításbajövő irányban térszögegységenként azonos számú neutron halad át. /Ezt a számot mint konstans tényezőt I_1 és I_2 kifejezéseiből a következőkben el fogjuk hagyni./ Ezen keresztmetszet és az aktiv zóna közötti 80 cm-es csatorna-szakasz fentemlitett megvalósítása folytán ez a feltevés csak közelítőleg igaz. Könnyen belátható, hogy $\frac{I_{2,max}}{I_{1,max}}$ -nak számított értéke emiatt a közelítés miatt kissé nagyobb lesz a valóságosnál. Ez a hiba és az előző hiba tehát többé-kevésbé kompenzálja egymást.

Végül alkalmazzuk azt a számításunk szempontjából nyilván igen jó közelítést, hogy a kollimátor-lemezek és a falak abszorpcióképességét végtelennek vesszük.

3. Exakt számítás

Egy kollimátor-szekción sec-onként átmenő neutronok száma /az említett tényező elhagyásával/:

$$I = \iint F(\varphi, \vartheta) \cdot \sin \vartheta \, d\varphi \, d\vartheta \quad /1/$$

ahol $F(\varphi, \vartheta)$ a csatorna bemeneti keresztmetszetéből az a felület, amelyről φ, ϑ térbeli polárkoordináta-szögekkel jellemzett irányba haladó neutronok valóban átjutnak a kollimátoron. Az integrálást a kollimátor és a csatorna falai által megszabott szögtartományon kell végezni. /Ezen a tartományon kívül $F = 0$./

Célszerűen a $\varphi = 0$ sík legyen a csatorna-tengellyel párhuzamos, függőleges, a kollimátor-szekció tengelyén átmenő sík; a

$\nu = \text{konst.}$ kupok tengelye pedig legyen egy ebben fekvő függőleges egyenes; a koordinátarendszer kezdőpontja legyen a csatorna említett keresztmetszetének és a szekció-tengelynek a metszéspontja.

A $\psi = \nu - 90^\circ$ helyettesítéssel

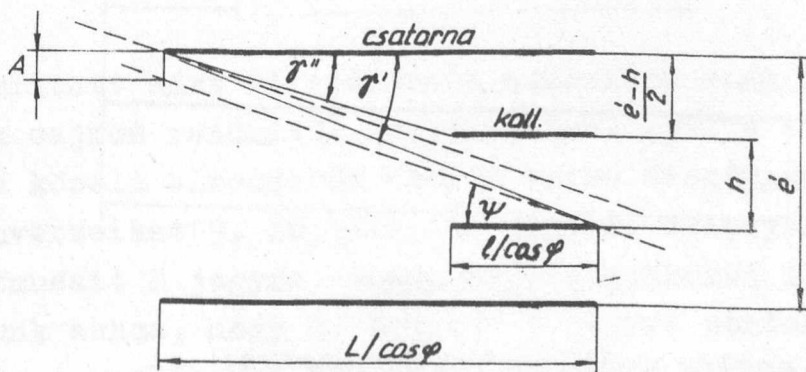
$$I = \int_{-\alpha}^{\alpha} \int_{-\beta}^{\beta} F(\varphi, \psi) \cdot \cos \psi \, d\varphi \, d\psi \quad /2/$$

lesz, ahol $\pm \alpha$ a φ szerinti, $\pm \beta$ a ψ szerinti integrálás határai, a kollimátor méretei által megszabott vízszintes ill. függőleges szögdivergencia.

Könnyen belátható, hogy esetünkben az $F(\varphi, \psi)$ területű felület alakja téglalap. Ennek függőleges, ill. vízszintes élhosszuságát A-val ill. B-vel jelölve,

$$F(\varphi, \psi) = A \cdot B \quad /3/$$

A kifejezése az 1. ábra alapján könnyen megadható. Ez a csatorna és a kollimátor egy függőleges, egy $\varphi = \text{konstans}$ ($|\varphi| \leq 20'$) síkmetszetét mutatja /szándékosan torzítva/.



1. ábra

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$\gamma' = \arctg \left(\frac{e + h}{2L} \cos \varphi \right)$$

$$\gamma'' = \arctg \left(\frac{e - h}{2(L-l)} \cos \varphi \right)$$

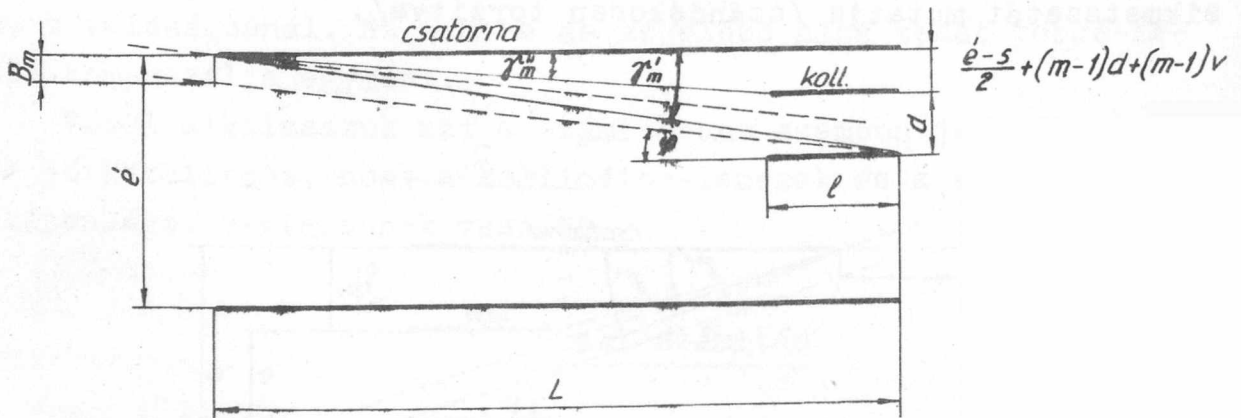
Igy A-t a következőképpen fejezhetjük ki:

$$A(\varphi, \psi) = \left[h - \frac{l}{\cos \varphi} \cdot \operatorname{tg} |\psi| \right] \cdot f(\varphi, \psi), \quad /5/$$

ahol

$$f(\varphi, \psi) = \begin{cases} \frac{\frac{e+h}{2} - \frac{l}{\cos \varphi} \cdot \operatorname{tg} |\psi|}{h - \frac{l}{\cos \varphi} \cdot \operatorname{tg} |\psi|} & , \text{ ha } \begin{cases} |\psi| \leq \gamma'' \\ \gamma'' \leq |\psi| \leq \gamma' \\ \gamma' \leq |\psi| \end{cases} \\ 0 & \end{cases} \quad /6/$$

B kifejezése a különböző szekciókra általában különböző, egyébként nyilvánvalóan csak φ -től függ. Képzéséhez a 2. ábra ad segítséget. Ez a csatornának és az egyik /a kollimátor egyik szélétől számítva m-edik/ kollimátor-szekciónak a csatorna tengelyén átmenő vízszintes sikkal való metszetét mutatja - ugyancsak szándékosan torzítva.



2. ábra

/4/-el analóg jelöléseket bevezetve:

$$\gamma'_m = \operatorname{arctg} \frac{\frac{e-s}{2} + md + (m-1) \cdot v}{L}$$

$$\gamma''_m = \operatorname{arctg} \frac{\frac{e-s}{2} + (m-1)d + (m-1) \cdot v}{L - l}$$

/7/

B-nek az m-edik szekcióra vonatkozó kifejezése:

$$B_m(\varphi) = (d - l \cdot \operatorname{tg} |\varphi|) \cdot f_m(\varphi) = d \left(1 - \frac{\operatorname{tg} |\varphi|}{\operatorname{tg} \alpha} \right) \cdot f_m(\varphi) \quad /8/$$

ahol

$$f_m(\varphi) = \left\{ \frac{d - L \cdot \operatorname{tg} |\varphi| + \frac{e-s}{2} + (m-1)d + (m-1)v}{d \left(1 - \frac{\operatorname{tg} |\varphi|}{\operatorname{tg} \alpha} \right)} \right\}, \text{ ha } \left\{ \begin{array}{l} |\varphi| \leq \varphi_m'' \\ \varphi_m'' \leq |\varphi| \leq \varphi_m' \\ \varphi_m' \leq |\varphi| \end{array} \right\} \quad /9/$$

Az n db kollimátor-szekcióból álló kollimátor által sec-onként átbocsátott neutronok számát tehát /az említett tényező elhagyásával/ a következő kifejezés adja:

$$I = 4q \sum_{m=1}^n \int_0^\alpha \int_0^\beta \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \alpha} \right) \cdot f_m(\varphi) \cdot \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \psi}{\operatorname{tg} \beta \cdot \cos \varphi} \right) \cdot f(\varphi, \psi) \cdot \cos \psi \, d\varphi \, d\psi \quad /10/$$

A /10/-beli integrál elemi függvények zárt kifejezésével megadható.

4. Közelítő számítás

Az említett zárt kifejezésnek numerikus számításokra való alkalmazása sajnos rendkívül kényelmetlen. /Pl. n = 8 és L = 250 cm, tehát a közeli elrendezés esetén egyes szögfüggvény-értékeket, valamint inverzeiket 9, 10, ill. 12 jegyre, bizonyos 10-jegyű számok logaritmusait 8 jegyre, egyes négyzetgyököket 12 jegyre kell kiszámítanunk ahhoz, hogy I_1 értékét 3 jegyre pontosan megadhasuk./ Ezért nagy előnnyel jár olyan közelítő kifejezés alkalmazása, amelynek értéke a kollimátor-hosszuság, valamint L számbajövő tartományában elég kevésbé tér el a pontos kifejezés értékétől, és ugyanakkor numerikus kezelése kényelmesebb.

Ilyen közelítő kifejezésre a következő megfontolással jutunk. /10/ integrálási tartományában φ -nek ill. ψ -nek csak igen kis /még a közeli elrendezésnél is legfeljebb 20'-es, ill. 1,5°-os/ értékei fordulnak elő. Ezért itt az előforduló koszinuszokat

l-nek, a szinuszokat és tangenseket pedig argumentumukkal egyenlőknek vehetjük. Így /10/-ből ezt kapjuk:

$$I \approx 4q \sum_{m=1}^n \int_0^{\alpha} \int_0^{\beta} \left(1 - \frac{\varphi}{\alpha}\right) \cdot f_m(\varphi) \cdot \left(1 - \frac{\psi}{\beta}\right) \cdot f(\psi) d\varphi d\psi \quad /11/$$

ahol

$$f_m(\varphi) = \left\{ \frac{d - L|\varphi| + \frac{\epsilon - s}{2} + |m-1|d + |m-1|v}{d \left(1 - \frac{|\varphi|}{\alpha}\right)} \right\}, \quad /12/$$

ha

$$\left\{ \begin{array}{l} |\varphi| \leq \gamma''_m \\ \gamma''_m \leq |\varphi| \leq \gamma'_m \\ \gamma'_m \leq |\varphi| \end{array} \right\}$$

és

$$\gamma'_m = \frac{\frac{\epsilon - s}{2} + md + |m-1|v}{L} \quad /13/$$

$$\gamma''_m = \frac{\frac{\epsilon - s}{2} + |m-1|d + |m-1|v}{L-1}$$

továbbá

$$f(\psi) = \left\{ \frac{\frac{\epsilon + h}{2} - L|\psi|}{h - l|\psi|} \right\}, \quad \text{ha} \quad \left\{ \begin{array}{l} |\psi| \leq \gamma'' \\ \gamma'' \leq |\psi| \leq \gamma' \\ \gamma' \leq |\psi| \end{array} \right\} \quad /14/$$

és

$$\gamma' = \frac{\epsilon + h}{2} \quad /15/$$

$$\gamma'' = \frac{\epsilon - h}{2(L-1)}$$

$$\beta = \frac{h}{l}$$

A /11/-beli kettős integrál két integrál szorzatának összegére bontható:

$$I = 4q \cdot \left[\sum_{m=1}^n I'_m(\varphi) \right] \cdot I''(\psi) \quad /16/$$

ahol

$$I'_m(\varphi) = \int_0^{\alpha} \left(1 - \frac{\varphi}{\alpha}\right) \cdot f_m(\varphi) d\varphi, \quad /17/$$

$$I''(\psi) = \int_0^{\beta} \left(1 - \frac{\psi}{\beta}\right) \cdot f(\psi) d\psi. \quad /18/$$

Az integrálás elvégzésével I'_m -re ill. I'' -re a fent jelzett 3-3 tartományban a következő kifejezéseket kapjuk:

$$I'_m(\varphi) = \left\{ \frac{\alpha}{d} \left[d + \frac{e-s}{2} + (m-1)(d+v) - \frac{L}{2} \alpha \right] \right\} \quad /19/$$

$$I''(\psi) = \left\{ \frac{\beta}{2h} \left(e' + h - L\beta \right) \right\} \quad /20/$$

A /11/-ből ill. /16/-ből nyerhető adatok pontosságának megbecslését elegendő a közeli elrendezés ($L=250$ cm) esetében elvégezni. U. i. a távoli elrendezésnél az integrálás még kisebb szögtartományon történik, mint a közeli elrendezés esetében, és világos, hogy közelítésünk annál jobb, minél kisebb a szögtartomány.

Numerikus számítással megállapítható, hogy a közeli elrendezés esetében a kollimátor-hosszuság optimumának környezetében /11/-nek /10/ helyett való alkalmazása kb. 1 % hibát okoz I_1 értékében. Feltett kérdéseinkre a választ tehát elegendő /11/ alkalmazásának alapján megadnunk.

5. Eredmények

A számításokat elvégezve, megállapíthatjuk, hogy az intenzitás maximuma a közeli elrendezés esetében $n = 9$ -nél ($l = 88$ cm-nél), a távoli elrendezés esetében $n = 7$ -nél ($l = 115$ cm-nél) van, továbbá, hogy a sec-onként átbocsátott maximális neutronszám /a csatorna bemeneti keresztmetszetének minden cm^2 -én sec-onként és térszögegységként áthaladó neutronok számát mint közös tényezőt elhagyva/ a két esetben:

$$I_{1,\max} = 3,47 \cdot 10^{-3}, \quad I_{2,\max} = 1,86 \cdot 10^{-3}.$$

Látjuk tehát, hogy $\frac{I_{2,\max}}{I_{1,\max}} 100 = 53,5 \%$, vagyis a távoli elrendezés esetében kb. fele akkora intenzitást kapunk, mint a közeli elrendezésnél.

I r o d a l o m

[1] W. Soller, Phys. Rev. 24, 158 /1924/

Érkezett 1959. január 7.

KFKI Közlemények 6. évf. 6. szám, 1958.

A KOZMIKUS NEUTRINO-SUGÁRZÁSRÓL

Irta: Marx György és Menyhárd Nóra

Atomfizikai Osztály

Összefoglalás

Dolgozatunkban a Földre érkező kozmikus neutrínó-sugárzás intenzitását számoljuk ki. A neutrínó sugárzás részben a Napban végbemenő fúziós folyamatokból származik, részben pedig a kémiai elemek kialakulásánál keletkezett, intenzitása ezek kialakulásának módjára jellemző. A közel jövőben lehetőség lesz a számítások kísérleti ellenőrzésére.

Nemrég egy cikkben F.Reines és C.L.Cowan [1] felvetették a Földünkre érkező kozmikus ν -sugárzás észlelésének lehetőségét. Jelen közleményünkben ezt a kvalitatív gondolatot néhány kvantitatív becsléssel szeretnénk alátámasztani.

A jelenlegi kísérleti technika lehetővé tette [2] $\mathcal{J} = 10^{13} \bar{\nu} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ fluxusok kielégítő pontosságu detektálását 2-5 MeV energiatartományban, ami $\mathcal{J}\bar{\sigma} = 10^{30}$ hasadási $\bar{\nu} \text{sec}^{-1}$ kimutatási teljesítménynek felel meg. A Reines és Cowan által alkalmazott reakció:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad \text{küszöbenergia} = 1,8 \text{ MeV} \quad /1/$$

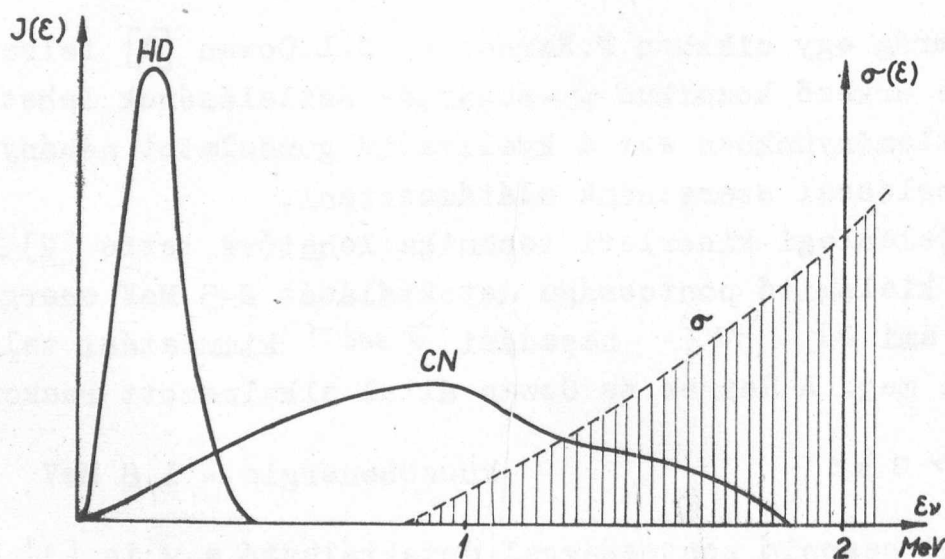
Körülbelül hasonló pontossággal detektálható a ν is [3], pl. a Pontecorvo-Davis-folyamattal:

$$\nu + Cl^{37} \rightarrow A^{37} + e^- \quad \text{küszöbenergia} = 0,8 \text{ MeV} \quad /2/$$

Viszont a közeljövőben megvan a lehetőség a kimutathatóság határának egy-két nagyságrendes csökkentésére, a kísérleti módszerek lényeges elvi módosítása nélkül is [2].

Laboratóriumi szempontból legerősebb neutrínóforrás az atomreaktorok $\mathcal{J} \sim 10^{12} - 10^{13} \bar{\nu} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ mellett a Nap, melynek energiateljesítményéből több százalék ν -áramra esik $\mathcal{J} \sim 10^{11} \nu \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ /.

Ha a Nap fúziós alapfolyamata a $C-N$ -ciklus, a ν -forrás az N^{13} és $O^{15} \beta^+$ -aktivitása. Mivel ezek ν -energiaszpektruma ismert, a /2/ folyamat átlagos hatáskeresztmetszete elméletileg megbecsülhető: $\bar{\sigma} = 10^{-43} \text{cm}^2$, így $\mathcal{J}\bar{\sigma} = 10^{-32} \nu \text{ sec}^{-1}$ adódik, ami a közeljövőben kimutatható lehet. Ha azonban az alapfolyamat a közvetlen $H-D$ -fúzió, a $2p \rightarrow d + e^+ + \nu$ átmenetből eredő ν -sugárzás energiája kisebb /2/ küszöbenergiájánál, így $\mathcal{J}\bar{\sigma} = 0$. Valószínűleg a nem távoli jövőben elérhető az $\mathcal{J}\bar{\sigma} = 10^{-32} \nu \text{ sec}^{-1}$ kimutatósi határ, így kísérletileg dönteni lehet a Nap középpontjában végbemenő fúziós folyamat jellege felől, ami a Napcentrum hőmérsékletének empirikus meghatározását jelenti. /A fotonok kisebb áthatoló képességük miatt a Napfelület hőmérsékletét közlik csak./



A napon végbemenő CN és HD -fúziós folyamatok ν -sugárzásának energiaspektruma és a befogási hatáskeresztmetszet energiafüggése.

Egy távoli közönséges égítést és antianyagból álló égítést megkülönböztetése foton-sugárzással lehetetlen, de neutrínó-sugárzással lehetséges $\gamma = \bar{\gamma}$, $\nu \neq \bar{\nu}$ /: előbbi ν , utóbbi $\bar{\nu}$ sugárzó. Hogy ez az elvi lehetőség kísérletileg valaha kiaknázható-e, ma még igen bizonytalan. /A ν -távcső kérdését lásd. alább./

A ν közölt kis befogási keresztmetszetéből következik, hogy az univerzumban közepes szabad uthosszuk kb. 10^{30} fényév ($\bar{\nu}$ -ké kicsit kevesebb). Ez a neutrínósugárzást térben és időben igen távoli események észlelésére teszi rendkívül alkalmassá, feltéve, hogy a detektálás problémája megoldható. A Földünkre Naprendszeren kívülről érkező neutrínósugárzás jellege és intenzitása szorosan összefügg a kémiai elemek kialakulásának módjával. Ha az univerzum stacionárius és az elemek hidrogénből stelláris fúzióval keletkeznek, akkor az univerzum átlagos ν -sűrűségének a n -sűrűséggel kell megegyezni, ami $\mathcal{J} = 10^5 \nu \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ fluxust jelent. Az energiaeeloszlás a Napéhoz hasonló, vagy expandáló univerzumban /Bondi-Gold-elmélet [4]/ a Doppler-jelenség folytán még kisebb energiájú, így $\mathcal{J}\bar{\sigma} < 10^{-38} \bar{\nu} \text{ sec}^{-1}$ ami igen alacsony érték. A $\bar{\nu}$ -fluxus elhanyagolható.

Ha viszont a kémiai elemek a táguló univerzumnak egy korai szinguláris állapotában keletkeztek, ennél nagyobb intenzitások várhatók. Az anyag nagysűrűségű állapotában a nukleonok nagy részének n -állapotban kellett lenniök, ebből a mai p -gazdag állapot kialakulása viszonylag nagyenergiájú $\mathcal{J} = 10^7 \bar{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ fluxus keletkezésével mehet végbe, ami $\mathcal{J}\bar{\sigma} \sim 10^{-35} \bar{\nu} \text{ sec}^{-1}$ intenzitást jelent.

Ha a szinguláris állapot egyuttal magas hőmérséklettel párosult, akkor számottevő intenzitású hőmérsékleti ν és $\bar{\nu}$ sugárzásnak is fel kellett lépni. A hőmérsékleti egyensúly maganyagsűrűségű állapotban mikroszekundumok, csillagsűrűségű állapotban évek, jelenleg uralkodó átlagos anyagsűrűség mellett 10^{30} év alatt állhat be neutrínok és atomok közt. Ez azt jelenti, hogy az expanzió egy bizonyos fokán a kölcsönhatás megszűnt, a forró ν - $\bar{\nu}$ -gáz "befagyott": intenzitását és spektrumát már nem az atomokkal való kölcsönhatás, hanem az adiabatikus expanzió befolyásolja. A hőmérséklet a V térfogatnövekedéssel $V^{-1/3}$ arányban csökken. A hőmérsékleti sugárzás törvényeit felhasználva plauzibilis feltevések mellett igen nagy neutrínófluxusok adódnak, de a kimutatás számára igen alacsony energiaeoszlással. Csak több százmillió fok ν -hőmérséklet adna reményt a sugárzás kísérleti észlelésére. / $\mathcal{J}\bar{\sigma} \sim 10^{-42} \nu \text{ sec}^{-1}$; ill. $10^{-93} \bar{\nu} \text{ sec}^{-1}$ ha $T = 10^8 K^\circ$; $\mathcal{J}\bar{\sigma} \simeq 10^{-20} \nu \text{ sec}^{-1}$ ill. $10^{-45} \bar{\nu} \text{ sec}^{-1}$ ha $T = 2 \cdot 10^8 K^\circ$,) ./ A hőmérsékleti sugárzásos eredetet feltétlenül elárulja az egyenlő ν -

és $\bar{\nu}$ -intenzitás. /Ilyen azonosságnak csak egyetlen másik oka lehet még: Ha az univerzumban térben elszigetelten közönséges és antianyagból álló égitestek egyenlő arányban fordulnának elő és így az univerzum nemcsak elektromos, hanem baryontöltés szempontjából is semleges volna. [5]

Az, hogy az ismertetett kozmogoniai lehetőségek közt lehet-e kísérletileg dönteni a neutrínók révén, attól függ, lecsökkenthető-e a jelenlegi $\mathcal{J}\bar{\sigma} = 10^{-30} \text{ sec}^{-1}$ kimutathatósági határ több nagyságrenddel.

Legkomolyabb probléma a Nap domináns ν -sugárzásának és a földi rádióaktivitás $\bar{\nu}$ -sugárzásának kiküszöbölése, ui. ezek nagyságrenddel nagyobbak a várható kozmikus intenzitásnál. Egy mód neutrínó-távcső alkalmazására: irányeloszlás regisztrálása a ν -e iránykorreláció figyelembevételével. A befogási hatáskeresztmetszet / $\vartheta = \nu e \chi$ /

$$\sigma(\vartheta) d\Omega = \frac{f^2}{16\pi^2 \hbar^4 c^3} \left\{ |\int 1|^2 \left(1 + \frac{\nu}{c} \cos \vartheta\right) + \left|\int \sigma\right|^2 \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\nu}{c} \cos \vartheta\right) \right\} p E d\Omega.$$

Az /1/ folyamatnál $\sigma(\vartheta)$ szögfüggése kiesik, de pl. egy tiszta Gamow-Teller-átmenetnél, amilyen pl.



a pozitronok irányeloszlásából a befutó $\bar{\nu}$ irányára statisztikusan következtetni lehet. /Másik lehetőség volna az energiaspektrum észlelése, amire különböző abszorpciós reakciók $\mathcal{J}\bar{\sigma}$ -jának összehasonlításával volna lehetőség./

I r o d a l o m

- [1] F.Reines-C.L.Cowan, Nature 178, 446 /1956/
- [2] F.Reines-C.L.Cowan, N.Int.Conf.of Atomic Energy Genf 1958
- [3] R.Davis, preprint 1957
- [4] Bondi: Cosmology
- [5] M.Goldhaber, Science 124, 218 /1956/

Érkezett 1958.december 31.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

INKOHERENS TÉR ÉS ELEKTRONOK KÖLCSÖNHATÁSA

Irta: Fogarassy Bálint

Elektromágneses Hullámok Osztálya

Összefoglalás

Kiszámítjuk inkoherens, azaz a kvantumelmélet nyelvén szólva energia sajátállapotban lévő elektromágneses tér és elektronok kölcsönhatása során a tér által felvett, illetve leadott energia és energiaszórás várható értékét. Az energiaváltozás, röviden energia, várható értéke zérus, mert a tér egyforma valószínűséggel abszorbeál és emittál fotonokat.

Bevezetés. Energia sajátállapotban lévő elektromágneses tér és elektronok kölcsönhatását Senitzky vizsgálta [1]. Eredményeit röviden összefoglaljuk.

Elektromágneses térből és elektronokból álló rendszert a következőképpen írhatunk le a kvantumelmélet alapján [2]. A rendszer Hamilton-operátora:

$$H = H_e + H_t + H', \quad /1/$$

ahol H_e és H_t a kölcsönhatás mentes elektronok és tér Hamilton-operátorai, H' a kölcsönhatási Hamilton-operátor. Ezek alakja:

$$H_e = \sum_a \left[-\frac{1}{2m} \Delta_a + V(x_a) \right], \quad /2/$$

$$H_t = \sum_{l=0}^{\infty} \hbar \omega_l \left(\alpha_l^* \alpha_l + \frac{1}{2} \right), \quad /3/$$

$$H' = - \sum_a \sum_{l=0}^{\infty} e \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{V\omega_l}} \left[\eta_a \varphi_l(x_a) \right] (\alpha_l + \alpha_l^*), \quad /4/$$

ahol e és m az elektron töltése és tömege; az "a" szerinti összegezés az elektronokra az l szerinti a tér módusaira vonatkozik;

a_l, a_l^* az l -ik módushoz tartozó foton abszorpció, illetve emisszió operátora és ω_l a körfrekvencia; V az elektromágneses hullámok által kitöltött térfogat; Δ_a a r_a helykoordináták szerinti Laplace-operáció, $V(r_a)$ a potenciál függvény; $\varphi_l(r_a)$ az l -ik módushoz tartozó vektorpotenciál $\sqrt{4\pi c^2}$ -szerese. Az r_a, η_a és a_l, a_l^* operátorok a következő csererelációkat elégítik ki:

$$[r_{aj}, \eta_{aj'}] = \frac{i\hbar}{m} \delta_{aa'} \delta_{jj'}, \quad [a_l, a_{l'}^*] = \delta_{ll'}. \quad /5/$$

A rendszer állapotfüggvényét az időtől függő Schrödinger-egyenletből határozhatjuk meg:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi. \quad /6/$$

$\psi(t)$ -t energia sajátállapotok szerinti sorfejtés alakjában keressük:

$$\psi(t) = \sum_n c_n(t) \psi_n e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t}, \quad /7/$$

ahol ψ_n az E_n energiájú sajátállapothoz tartozó stacionárius állapotfüggvény, tehát

$$(H_e + H_t) \psi_n = E_n \psi_n = \left[E_{\alpha_n} + \sum_{l=0}^{\infty} \hbar \omega_l (n_l + \frac{1}{2}) \right] \psi_n, \quad /8/$$

$$\psi_n = \psi(\alpha_n) \psi(n_1) \psi(n_2) \dots, \quad /9/$$

ahol $\psi(\alpha_n)$ az elektronhoz tartozó; $\psi(n_l)$ az n_l fotont tartalmazó l -ik módushoz tartozó stacionárius állapotfüggvény kölcsönhatás mentes esetben. A $c_n(t)$ együtthatókra a következő differenciálegyenlet rendszer adódik:

$$\dot{c}_v(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum H_{vn} e^{\frac{i}{\hbar} (E_v - E_n) t} c_n(t), \quad /10/$$

ahol $H_{vn} = (\psi_v, H' \psi_n)$ az átmeneti mátrixelem.

A /10/ egyenletben tekintsük a $c_l(t)$ mennyiségeket egy \underline{c} vektor komponenseinek és definiáljunk egy \underline{S} mátrixot:

$$S_{mn} = -\frac{i}{\hbar} H_{mn} e^{\frac{i}{\hbar} (E_m - E_n) t}. \quad /11/$$

Az \underline{S} mátrix segítségével /10/ egyenlet ilyen alakban írható:

$$\underline{C} = \underline{S} \underline{C}. \quad /12/$$

Senitzky megmutatja [1], hogy /12/ egyenlet megoldása:

$$|\underline{C}(t)| = \left| e^{\int_{t_0}^t \underline{S}(t_1) dt_1} \underline{C}(t_0) \right|. \quad /13/$$

Ha a térnek csupán egyetlen módusát tekintjük, amely kezdetben k fotont tartalmazott, és feltételezzük, hogy a kölcsönhatás során abszorbeált, illetve emittált fotonok száma $r \ll k$, akkor Senitzky megmutatja [1], hogy annak a valószínűsége, hogy a tér a t időben $k+r$, vagy $k-r$ fotont tartalmazzon:

$$|C_{k \pm r}(t)|^2 = J_r^2(2|B_{k, k \pm 1}|), \quad /14/$$

ahol J_r az r -ed rendű Bessel-függvény és

$$\underline{B} = \int_{t_0}^t \underline{S}(t_1) dt_1, \quad /15/$$

amely /11/ összefüggés és a kölcsönhatási mátrixelem ismerete alapján kiszámítható.

Feladatunk a tér által felvett, illetve leadott energia és az ehhez tartozó szórás várható értékének kiszámítása.

Energia és energiaszórás várható értéke

A térenergia változásának várható értéke nyilván zérus, mert az abszorpció és emisszió valószínűsége megegyezik:

$$M = \langle W \rangle = \langle W_a \rangle - \langle W_e \rangle = 0. \quad /16/$$

Ezen összefüggés rávilágít arra is, hogy koherens, azaz meghatározott fázisu elektromágneses tér esetében más módszerrel kell számolni [3], hiszen fizikailag nyilvánvaló, hogy például egy üregrezonátoron keresztülhaladó elektron energiát ad át, vagy nyer a tértől attól függően, hogy milyen fázisban lépett be.

Az energiaszórás várható értéke:

$$\begin{aligned} D^2 &= \langle (W - \langle W \rangle)^2 \rangle = \langle W^2 \rangle = \langle W_a^2 \rangle + \langle W_e^2 \rangle - 2\langle W_a \rangle \langle W_e \rangle \\ &= (\hbar\omega)^2 \left\{ 2 \sum_{n=0}^{\infty} n^2 J_n^2(x) - 2 \left[\sum_{n=0}^{\infty} n J_n^2(x) \right] \right\} = \quad /17/ \\ &= (\hbar\omega)^2 [A(x) - 2B^2(x)], \end{aligned}$$

ahol

$$x = 2 |B_{k, k+1}|, \quad /18/$$

$$A(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 J_n^2(x), \quad /19/$$

Itt felhasználtuk, hogy $J_{-n}^2 = J_n^2$ [6], és

$$B(x) = \sum_{n=0}^{\infty} n J_n^2(x). \quad /20/$$

$A(x)$ kiszámítása céljából állítsuk elő $J_n^2(x)$ generátor függvényét. $J_n(x)$ -re ez ismeretes [4]:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} t^n J_n(x) = e^{\frac{1}{2}x(t - \frac{1}{t})}. \quad /21/$$

Az $e^{in\varphi}$ ortogonalitása alapján felírhatjuk a következő kifejezést:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (te^{i\varphi})^n J_n(x) \sum_{n'=-\infty}^{\infty} (te^{-i\varphi})^{n'} J_{n'}(x) d\varphi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} t^{2n} J_n^2(x). \quad /22/$$

$r = \sqrt{t}$ helyettesítéssel és /21/ egyenlet felhasználásával:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} t^n J_n^2(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{x(\sqrt{t} - \frac{1}{\sqrt{t}}) \cos \varphi} d\varphi = G(x, t). \quad /23/$$

A generátorfüggvények ismert tulajdonsága alapján a második momentum, amely /19/ szerint éppen

$$A(x) = \frac{\partial^2 G(x, t)}{\partial t^2} + \frac{\partial G(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 G(x, t)}{\partial t^2}, \quad /24/$$

mert

$$\frac{\partial G(x, t)}{\partial t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} n J_n^2(x) = 0. \quad /25/$$

Megjegyezzük itt, hogy /25/ formula nem alkalmas $B(x)$ meghatározására, mert az összegezés nem $n=0$ -tól indul. A /24/ jobb oldalába /23/-t helyettesítve, majd a t szerinti differenciálást, $t = 1$ helyettesítést és φ szerinti integrálást elvégezve:

$$A(x) = \frac{x^2}{2} . \quad /26/$$

$B(x)$ kiszámításához egy tételt használunk fel [5]: Ha

$$f(t) = \sum_m t^{2m} a_m \quad \text{és} \quad g(t) = \sum_{m'} t^{2m'} b_{m'} , \quad /27/$$

akkor

$$\sum_n a_n b_n = \frac{1}{2\pi i} \oint f(z) g\left(\frac{1}{z}\right) \frac{dz}{z} , \quad /28/$$

ahol z komplex változó, az integrálás utja az origót magába foglaló tetszőleges szerinti zárt görbe és az összegezés m és m' közös értékeire terjed ki. A tétel /27/-nek /28/-ba helyettesítésével azonnal belátható.

Legyen most

$$f(t) = \sum_{m=0}^{\infty} t^{2m} m = \frac{t}{(1-t^2)^2}$$

és

$$g(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} t^{2m'} J_{m'}^2(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{x(t - \frac{1}{t}) \cos \varphi} d\varphi . \quad /29/$$

Felhasználtuk $\sum_{m=0}^{\infty} t^{2m} = 1/(1-t^2)$ differenciálhányadosát és a /23/ összefüggést. Helyettesítsük /29/-t /28/-ba, akkor /20/ figyelembevételével:

$$B(x) = \frac{1}{4\pi^2 i} \int_0^{2\pi} \oint \frac{z e^{x(\frac{1}{z} - z) \cos \varphi}}{(1-z^2)^2} dz d\varphi . \quad /30/$$

$z = -u$ helyettesítést alkalmazva és a $[0, 2\pi]$ intervallumra kijelölt integrálást $[0, \pi] + [\pi, 2\pi]$ intervallumokra bontva, az utóbbit átalakítva, /30/ így írható:

$$B(x) = \frac{1}{2\pi^2 i} \int_0^{\pi} \oint \frac{u e^{x(u - \frac{1}{u}) \cos \varphi}}{(1-u^2)^2} du d\varphi . \quad /31/$$

$B(x)$ -t x szerint differenciálva:

$$B'(x) = -\frac{1}{2\pi^2 i} \int_0^\pi \cos \varphi \oint \frac{e^{x(u - \frac{1}{u}) \cos \varphi}}{1 - u^2} du d\varphi. \quad /32/$$

Ha a tört kifejezésben a számlálót és nevezőt sorbafejtjük és felhasználva /21/-t:

$$B'(x) = -\frac{1}{2\pi^2 i} \int_0^\pi \cos \varphi \oint \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} J_{n'}(2x \cos \varphi) u^{n'+2n} du d\varphi. \quad /33/$$

Az u szerinti körintegrál csak $n' = -(2n+1)$ esetén nem tűnik el, de ekkor:

$$B'(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos \varphi \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(2x \cos \varphi) d\varphi, \quad /34/$$

miközben felhasználtuk a $J_{-(2n+1)}(x) = -J_{2n+1}(x)$ egyenlőséget [6]. Alkalmazva a következő összefüggést [7]:

$$2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(z) = \int_0^z J_0(z') dz', \quad /35/$$

majd parciálisan integrálva, /34/ így alakul:

$$B'(x) = \frac{x}{2\pi} \left[\int_0^\pi J_0(2x \cos \varphi) d\varphi - \int_0^\pi J_0(2x \cos \varphi) \cos 2\varphi d\varphi \right]. \quad /36/$$

Felhasználva a [8] alatt található 6.541/3 kifejezést egyszerű számítással

$$\int_0^\pi J_0(2x \cos \varphi) \cos 2\alpha \varphi d\varphi = (-1)^\alpha \pi J_\alpha^2(x) \quad /37/$$

összefüggés adódik.

/37/ alapján tehát /36/ így írható:

$$B'(x) = \frac{x}{2} [J_0^2(x) + J_1^2(x)], \quad /38/$$

amelyet könnyen integrálhatunk a $B(0) = 0$ kezdő feltétellel és a következő összefüggés ismeretében [9]:

$$\int_0^z z' J_\nu^2(kz') dz' = \frac{z^2}{2} [J_\nu^2(kz) - J_{\nu-1}(kz) J_{\nu+1}(kz)]. \quad /39/$$

Elvégezve /38/ integrálását:

$$B(x) = \frac{x^2}{4} \left[J_0^2(x) + 2 J_1^2(x) - J_0(x) J_2(x) \right]. \quad /40/$$

Ha $x > 2$ akkor alkalmazhatjuk a következő aszimptotikus kifejezést [10]:

$$J_n(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \omega \left(x - \frac{\pi}{4} - n \frac{\pi}{2} \right). \quad /41/$$

Ezt felhasználva /40/ egyenlet igen egyszerű alakban írható:

$$B(x) \approx \frac{x}{\pi}. \quad /42/$$

A /17/, /26/ és /42/ összefüggések alapján a szórás:

$$D^2 \approx (\hbar \omega x)^2 \frac{\pi^2 - 4}{2\pi^2} \sim (\hbar \omega |B_{k, k+1}|)^2. \quad /43/$$

Az itt kiszámított inkohereus elektromágneses tér és elektronok kölcsönhatási energiaszórás értéke az elektronok energiaszórására is jellemző, de nem mond semmit a sebességkomponensekre vonatkozóan.

A fenti megfontolások alapján megállapíthatjuk, hogy olyan kölcsönhatás esetén, amelynél az inkohereus elektromágneses tér sorfejtésében szereplő parciális hullámok egymástól függetlenül lépnek kölcsönhatásba a szabad elektronokkal, a tér és elektronok közti energiavándorlás várható értéke zérus, de a szórás várható értéke már nem tűnik el. Ezen szórás elméleti meghatározása volt a célunk és a /43/ összefüggés - egy adott tér és elektronokból álló rendszer esetén könnyen meghatározható $B_{k, k+1}$ mátrixelemek ismeretében - éppen a szórásnégyzetet szolgáltatja. Szeretnénk még egyszer hangsúlyozni, hogy eza a számítás általában a rádiófrekvenciás és mikrohullámu spektroszkópia területén nem alkalmazható, mert ott makroszkópikus rendszerekkel keltett, koherens sugárzást biztosító generátorokkal dolgozunk. Mivel a koherens terek és elektronok kölcsönhatásának számolásával más helyen [3] már foglalkoztunk, főként a teljesség kedvéért közöltük az inkohereus esetben érvényes módszert.

Köszönetet mondok dr. Hoffmann Tibor osztályvezetőnek, aki a számítások elvégzésében tanácsaival támogatott.

I r o d a l o m

- [1] I.R.Senitzky, Phys.Rev. 91, 1309 /1953/
- [2] pl. Marx Gy.: Kvantumelektrodinamika /Egyetemi jegyzet,1954/
- [3] Fogarassy B.:
- [4] N.W.McLachlan, Bessel Functions for Engineers 55.old.
/Clarendon Press, Oxford, 1955/
- [5] dr.Hoffmann Tibor, szóbeli közlés.
- [6] Simonyi K.: Elméleti Villamosságtan 90.old.
/Tankönyvkiadó, Budapest, 1955/
- [7] N.W.McLachlan, Id.mű 67.old.
- [8] I.M.Ryshik, I.S.Gradstein: Tables of Series, Products and
Integrals 335.old. /Deutscher Verlag der Wissenschaften,
Berlin, 1957/
- [9] N.W.McLachlan, Id.mű 195.old.
- [10] Simonyi K.: Id.mű 94.old.

Érkezett 1959.január 16.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

ÚJ NAGYPONTOSSÁGU RENDSZER IDŐBEN FELBONTOTT SPEK- TROSZKÓPIÁHOZ

Irta: Bardócz Árpád

Spektroszkópiai Osztály

Összefoglalás

Nagypontosságú rendszer ismertetése, amely lehetővé teszi mikromásodperc időfelbontásban időben felbontott szinképek előállítását. A rendszer nagy időbeli pontossággal működő fényforrásból és az időfelbontást végző berendezésből áll. Az időfelbontást forgó tükrök, rezgő tükrök, forgó tárcsa vagy fotocella végezheti. Az időfelbontó berendezés megfelelő kialakításával lehetőség van folyamatos vagy szakaszos időfelbontásra. A rendszer lehetővé teszi tranziens kisülések különböző időtartományából származó szinképek egyidejű megfigyelését. A rendszer által előállított szinképek kiválóan alkalmasak tranziens kisülésekben lejátszódó optikai folyamatok megfigyelésére. Időben felbontott szinképek előnyösen felhasználhatók spektrokémiai elemzéshez is. Ha időben felbontott szinképből a szikrakisülés kezdetén keletkező háttérrel leválasztjuk, a spektrokémiai eljárás érzékenysége megnő. Ezenfelül kis százalékos mennyiségben jelenlévő szennyező, vagy ötvöző elemek mellett egyenes munkagörbét kapunk.

Bevezetés

Tranziens villamos kisülések által kibocsátott fény vizsgálata csak akkor lehetséges, ha követjük a fény időben való változásait is. Tranziens villamos kisülések alatt olyan kisüléseket értünk, amelyek áramerőssége időben jelentősen változó. Ilyen kisülés jellegzetesen a villamos szikra, de tranziens kisülés pl. a váltóáramú szaggatott iv is. A villamos szikrában a gerjesztő energia egy legnagyobb értéktől a zérus értékig tart, eközben minden lehetséges értéket felvesz. Ennek megfelelően fog változni a szikrában a hőmérséklet, vagyis a gerjesztő energia és követni fogja a változásokat a kibocsátott fény is. Olyan szikraszinképek, amely nem ad számot ezekről az időbeli változásokról, fizi-

I r o d a l o m

- [1] I.R.Senitzky, Phys.Rev. 91, 1309 /1953/
- [2] pl. Marx Gy.: Kvantumelektrodinamika /Egyetemi jegyzet,1954/
- [3] Fogarassy B.:
- [4] N.W.McLachlan, Bessel Functions for Engineers 55.old.
/Clarendon Press, Oxford, 1955/
- [5] dr.Hoffmann Tibor, szóbeli közlés.
- [6] Simonyi K.: Elméleti Villamosságtan 90.old.
/Tankönyvkiadó, Budapest, 1955/
- [7] N.W.McLachlan, Id.mű 67.old.
- [8] I.M.Ryshik, I.S.Gradstein: Tables of Series, Products and
Integrals 335.old. /Deutscher Verlag der Wissenschaften,
Berlin, 1957/
- [9] N.W.McLachlan, Id.mű 195.old.
- [10] Simonyi K.: Id.mű 94.old.

Érkezett 1959.január 16.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

ÚJ NAGYPONTOSSÁGÚ RENDSZER IDŐBEN FELBONTOTT SPEK- TROSZKÓPIÁHOZ

Irta: Bardócz Árpád

Spektroszkópiai Osztály

Összefoglalás

Nagypontosságú rendszer ismertetése, amely lehetővé teszi mikromásodperc időfelbontásban időben felbontott szinképek előállítását. A rendszer nagy időbeli pontossággal működő fényforrásból és az időfelbontást végző berendezésből áll. Az időfelbontást forgó tükör, rezgő tükör, forgó tárcsa vagy fotocella végezheti. Az időfelbontó berendezés megfelelő kialakításával lehetőség van folyamatos vagy szakaszos időfelbontásra. A rendszer lehetővé teszi tranziens kisülés különböző időtartományaiából származó szinképek egyidejű megfigyelését. A rendszer által előállított szinképek kiválóan alkalmasak tranziens kisülésekben lejátszódó optikai folyamatok megfigyelésére. Időben felbontott szinképek előnyösen felhasználhatók spektrokémiai elemzéshez is. Ha időben felbontott szinképből a szikrakisülés kezdetén keletkező háttérrel leválasztjuk, a spektrokémiai eljárás érzékenysége megnő. Ezenfelül kis százalékos mennyiségben jelenlévő szennyező, vagy ötvöző elemek mellett egyenes munkagörbét kapunk.

Bevezetés

Tranziens villamos kisülések által kibocsátott fény vizsgálata csak akkor lehetséges, ha követjük a fény időben való változásait is. Tranziens villamos kisülések alatt olyan kisüléseket értünk, amelyek áramerőssége időben jelentősen változó. Ilyen kisülés jellegzetesen a villamos szikra, de tranziens kisülés pl. a váltóáramú szaggatott iv is. A villamos szikrában a gerjesztő energia egy legnagyobb értéktől a zérus értékig tart, eközben minden lehetséges értéket felvesz. Ennek megfelelően fog változni a szikrában a hőmérséklet, vagyis a gerjesztő energia és követni fogja a változásokat a kibocsátott fény is. Olyan szikraszinképek, amely nem ad számot ezekről az időbeli változásokról, fizi-

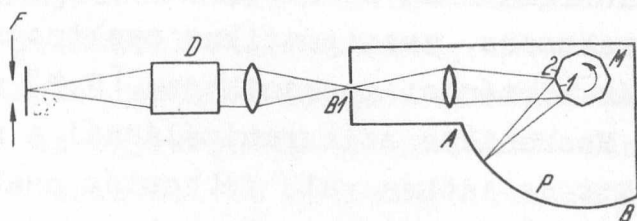
kailag csak korlátooltan van értelme és a szikrában lejátszódó folyamatokat csak korlátooltan adja vissza. Vonatkozik ez természetesen a szikrától eltérő minden más tranziens kisülésre is.

Az elmúlt évtizedek folyamán számos igyekezet volt abban az irányban, hogy felderítsék a tranziens kisülésekben lejátszódó spektroszkópiái folyamatokat. A vizsgálatok elvégzésének főként műszaki akadályai voltak. Ennek megértéséhez tudni kell, hogy egy tranziens szikrakisülés időtartama mindössze néhány mikromásodperc, vagy ennél is rövidebb lehet és hogy egy mikromásodperc alatt már igen nagy változások mennek végbe egy szikracsatornában. Ezért legalább mikromásodperc, de még ennél is nagyobb időfelbontásra van szükség. Továbbmenve, a kisülést, az időben való felbontást, továbbá pedig az érzékelést szinkronizálni kell. A szinkronizálás szempontjából nem közömbös, hogy nagy energiájú olyan egyes kisülésekről van-e szó, amelyek fénye már egymagában elegendő szinkép előállításához, vagy pedig olyan aránylag kisenergiájú kisülések időben felbontott szinképét akarjuk előállítani, amelyből több százat vagy több ezret kell egymásra fényképezni ahhoz, hogy használható szinképet kapjunk. Utóbbi kisülések főként vonalas szinképek előállításához szükségesek.

Időben felbontott szinképeket forgó hasáb, forgó tükör, forgó tárcsa, futó film, Kerr cella, katódsugárcső vagy feliró segítségével lehet előállítani. Mindegyik módszernek megvannak a maga előnyei és hátrányai. Az I. táblázatban összefoglaltuk a különböző, időben felbontott szinképek előállításánál alkalmazott eszközöket és azok jellegzetességeit.

Az elsők közé tartozó sikeres kísérleteket időben jelentős mértékben felbontott szikraszinképek előállítására Smith [1] és Anderson és Smith [2] végezték. Anderson legújabb kísérleti berendezése [34] az 1. ábrán látható. Az F fényforrásból jövő fény a B2 réssel és D prizmával bíró spektrográfba jut. A spektrográf rése természetesen párhuzamos a rajz síkjával. A spektrográf fókális síkjában elhelyezett, a rajz síkjára merőleges résen át a fény az M forgó hasábbal bíró kamrába jut. Az időben felbontott szinkép az A-B negyed köríven elhelyezett P filmen jelenik meg. Szinkronizálásra azért nincs szükség, mert ha az 1 felület által visszavert sugár B-nél lelép a filmről, A-nál újból megjelenik a 2 felület által visszavert sugár. Így az M forgó tükör bármely

helyzete mellett lesz kép a P filmen. A lényege az elrendezésnek abban van, hogy a sokoldalu forgó tükör alkalmazásával minden különösebb szinkronizáló berendezés nélkül elérhető, hogy az aránylag rövid ideig tartó szikrakisülés időben felbontott szinképe mindig a fényképező filmen megjelenjék. Hasonló berendezést használt Rimbert [3] nagy hosszúságú szikrák szinképének tanulmányozásánál.



1. ábra

Anderson [34] kísérleti berendezése időben felbontott szikraszinképek előállításához.

Az 1. ábra szerinti berendezés olyan nagyenergiájú szikrakisülések időben felbontott szinképeinek előállítására való, ahol egyetlen kisülés elegendő szinkép előállításához. Több szinkép egymásrahelyezése a rendszer szinkronizmusának hiánya miatt lehetetlen. Az eljárás gyakorlásánál nincs szükség nagy indulási pontossággal működő gerjesztőre, de a spektrográf felépítése különleges kell hogy legyen. A fényképező rétegnek mint szinképet érzékelő közegnek az az előnye, hogy a szinképet nagyobb hullámhossztartományban egyszerre érzékeli. A forgóhasábos és másfajta időfelbontó berendezések egyéb tulajdonságait az I. táblázatban foglaltuk össze.

A forgó tükör a legelterjedtebben használt eszköz szinképek időfelbontásban való előállítására. Van Calker forgó tükör helyett forgó teljes visszaverő prizmat alkalmaz [10]. Az optikai elrendezés általában a 2., 4., 5. és 7. ábrák szerinti. Folyamatos idő-

felbontás esetében a fényforrás időben felbontott képét a spektrográf részére képezzük azzal párhuzamosan, minek következtében a spektrográf fokális síkjában időben felbontott szinkép fog megjelenni. A forgó tükör alkalmas mind nagyenergiájú egyetlen kisülés időben felbontott szinképének előállítására [4,5,6,7], mind pedig sok kisenergiájú kisülés szinképének egymásrahelyezésére. Utóbbi esetben időben nagypontossággal működő szikragerjesztőre van szükség. Ha folyamatos időfelbontást kívánunk és a szinképet filmmel érzékeljük, asztigmatikus spektrográfra van szükség, ha az időfelbontás csak szakaszos, asztigmatikus spektrográf is megfelel. A szinkronizálás történhet mechanikusan [7,8] vagy fényelektromosan [4,5,6,9]. Mechanikus szinkronizálásnál a működési pontosság és ezzel együtt az időben való felbontás csak korlátozott. Ha sok időben felbontott szinkép egymásrahelyezéséről van szó, nagy működési pontosságra van szükség. Megadott időfelbontáshoz az időbeli működési pontosság a megadott időfelbontás egy tizede vagy ennél kisebb kell hogy legyen. Egyetlen kisülés vizsgálatánál elegendő, ha a működési pontosság akkora, hogy a szikra időben széthuzott képe még rajta legyen a spektrográf részén. A szinkép érzékelése történhet fényképező lemezzel vagy fotocellával. Az egyidejűleg érzékelhető szinképtartomány korlátlan. A forgó tükör egyes esetekben túl nagy felbontást ad, ilyenkor rezgő tükröt lehet alkalmazni. Természetesen a felbontással szemben támasztott követelmény csökkenése csökkenti a szinkronizálással szemben támasztott követelményeket is.

A fény útjába helyezett és résekkal bíró közvetlenül a spektrográf rése előtt forgó tárcsát ezideig aránylag ritkán használták időben felbontott szinképek előállítására [11,12]. Ha a tárcsa nyílása párhuzamos a spektrográf részével, egyes időtartományokból származó fény kiárnyékolható. Ha a tárcsa nyílása szögbe zár be a spektrográf részével, folyamatos időfelbontásra alkalmas. A forgó tárcsával való időfelbontás további jellegzetességeit illetően utalunk az I. táblázatra.

A spektrográf fokális síkjában elfutó film szintén alkalmas arra, hogy segítségével időben felbontott szinképet lehessen előállítani [13]. A módszer csak aránylag nagyenergiájú egyetlen kisülés érzékelésére alkalmas. Az alkalmazott gerjesztő tetszőleges lehet, ha sűrűn következő egymásutáni kisülések időben fel-

bontott szinképét akarjuk lefényképezni, mert ilyenkor minden szinkronizálás nélkül a kisülések lefolyása alatt megindítjuk a filmet. Nagy időfelbontáshoz nagy filmsebességre van szükség. Jó hatásfokkal csak sztigmatikus spektrográffal használható. Az egyidejűleg érzékelhető szinképtartomány a film szélességével, illetőleg a spektrográf fokális görbéjének görbültsége által adott.

A Kerr cellát számos esetben alkalmazták időben felbontott szinképek előállítására [14,15]. Működési elvéből kifolyóan csak egyes időtartományokból származó sugárzás észlelésére alkalmas. Tetszőleges gerjesztővel alkalmazható, mert a cella működtetését magával a kisüléssel eszközölhetjük. Mindenfajta spektrográffal használható, de az egyidejűleg érzékelhető szinképtartomány a cella áteresztőképességével van meghatározva. Ennek folytán az ultrabolya szinképtartományban nem használható.

Oszcilloszkóp és feliró berendezés szintén alkalmas arra, hogy velük időben felbontott szinképeket állítsunk elő. Ennél az eljárásnál a szinképet érzékelő elem mindig fotocella. A vonatkozó eljárást Steinhaus, Crosswhite és Dieke [16,17,18], majd Tsui-Fang, Cundall és Craggs [19] ismertették. Oszcilloszkóp alkalmazása mellett a szinképet érzékelő fotocella áramát a függőleges lemezpárra vive a katódsugarat az időtengely irányában szétvezetve meg lehet figyelni a szikrában időben lejátszódó fénykibocsátást. Ennek az eljárásnak rendkívüli korlátozottsága, hogy a szinképet csak egyetlen keskeny, az érzékelő fotocella előtt elhelyezett másodlagos rés szélességének megfelelő szinképtartományban adja. Ilyen formájában csak egyetlen nagyon keskeny szinképvonal érzékelésére alkalmas. Széles szinképvonalak vagy sávok érzékelése végett a vonalat időben több helyen kell letapogatni. Feliró berendezés alkalmazása mellett a diszperzió irányában egy időtartományban kisugárzott fény érzékelhető a szinkép teljes hosszában. A sugárzás teljes ideje alatt kisugárzott fényt csak a szinképnek az időtengely irányában történő többszöri letapogatása útján lehetséges megkapni. Mind az oszcilloszkóppal, mind pedig a feliró berendezéssel való időbeni felbontásnak az a közös hátránya, hogy a kapott adatok alapján a teljes szinkép áttekintő ábrázolása gyakorlatilag lehetetlen. Előnye az eljárásnak, hogy mind a sztigmatikus, mind pedig asztigmatikus spektrográfokkal egyaránt jól használható. Mind nagyenergiájú egyes kisülések, mind sok kis-

energiájú kisülés által szolgáltatott fény időben való felbontására alkalmas. A szinkronizálás történhet nagypontosságú szikragерjesztőnél indító jellel, vagy pedig a szokásos szikragерjesztőknél a szikrakisülés beindításával egyidejűleg felvett és felerősített jellel.

Teljesen nyilvánvaló, hogy a különböző, időben felbontott szinképek előállítására szolgáló módszerek közül az a legcélszerűbb, amely elsősorban is a szinkép teljes hullámhossz tartományában szolgáltat időben felbontott szinképet, alkalmas mind folyamatos, mind szakaszos időfelbontásra, a szinkép mind fényképező uton, mind pedig fotocellával érzékelhető, nem kíván különleges felépítésű spektrográfot, mind sztigmatikus, mind asztigmatikus spektrográffal használható és végül használható nagyenergiájú egyetlen kisülés, mind pedig sok kisenergiájú kisülés által szolgáltatott szinkép időben való felbontására. Ezeket a feltételeket az I. táblázat szerint két rendszer teljesíti, mégpedig azok, amelyek egyikénél az időfelbontó elem forgó tükör, a másikonál forgó tárcsa. Egyetlen különlegesség a kétfajta módszer alkalmazásában a gerjesztőberendezéssel szemben támasztott követelmény, amely nagypontosságú kell hogy legyen. A nagypontossággal működő, mikromásodperc időfelbontást biztosító gerjesztőberendezések hiánya eddig megakadályozta egy általánosan használható időben felbontott szinképek előállítására alkalmas eljárás kifejlődését. A megkívánt nagy működési pontosság ugyanis elektronikus vezérlésű spektroszkópiai gerjesztőberendezést kíván. A ma használatos elektronikus kapcsoló elemek /csövek/ teljesítménye nem elég ahhoz, hogy a spektroszkópiai gyakorlatban szükséges teljesítmények mellett a gerjesztő energiát tartósan vezérelni tudják. A kívánt nagypontosságú elektronikus vezérlésű berendezéseket elektroncső és vezérlő szikraközök egyesítése révén sikerült kihozni. Ezek a berendezések a kapcsolási elemek túlterhelése nélkül elvileg korlátlan energiákat képesek vezérelni a megkívánt pontossággal.

Jelen dolgozat a szerző laboratóriumában kidolgozott időben felbontott spektroszkópiához való nagypontosságú rendszerről ad összefoglaló tájékoztatást.

I. t á b l á z a t

Időben felbontott szinképek előállításához alkalmazott eszközök és azok jellegzetességei

Az időfelbontó elem	Az időben felbontandó kisülés fajtája	A megkívánt gerjesztő fajtája	Szinkronizálás	Szinkronizáló eszközök	Spektrográf	A spektrográf felépítése	Érzékelés	Érzékelő elem	Az egyidejűleg érzékelő szinképtartomány
Forgó tükrös hasáb	Nagyenergiájú egyetlen kisülés	Tetszőleges	Nem szükséges	Nem szükséges	Sztigmatikus vagy asztigmatikus	Különleges	Folyamatos	Film	Korlátolt
Forgó tükrös és rezgő tükrös	Nagyenergiájú egyetlen kisülés Sok kisenergiájú kisülés	Nagypontosságú	Szükséges	Mechanikus kapcsoló, Fotocella Fotocella	Folyamatos felbontásnál sztigmatikus, szakaszos felbontásnál sztigmatikus vagy asztigmatikus	Szakaszos	Folyamatos és szakaszos	Film vagy fotocella	Korlátlan
Forgó tárcsa	Nagyenergiájú egyetlen kisülés Sok kisenergiájú kisülés	Nagypontosságú	Szükséges	Mechanikus kapcsoló, Fotocella Fotocella	Folyamatos felbontásnál sztigmatikus, szakaszos felbontásnál sztigmatikus vagy asztigmatikus	Szakaszos	Folyamatos és szakaszos	Film vagy fotocella	Korlátlan
Futó film	Nagyenergiájú egyetlen kisülés	Tetszőleges	Quasi szinkronizálás	Mechanikus	Sztigmatikus vagy asztigmatikus	Különleges	Folyamatos	Film	Korlátolt
Kerr cella	Nagyenergiájú egyetlen kisülés Sok kisenergiájú kisülés	Tetszőleges	Szükséges	Villamos jel	Sztigmatikus vagy asztigmatikus	Szakaszos	Szakaszos	Film vagy fotocella	Korlátolt
Oscilloszkóp vagy feliró berendezés	Nagyenergiájú egyetlen kisülés Sok kisenergiájú kisülés	Tetszőleges	Szükséges	Villamos jel	Sztigmatikus vagy asztigmatikus	Különleges	Folyamatos és szakaszos	Fotocella	Rögzített fotocellák mellett erősen korlátolt. Letapogatás esetén korlátlan egy rövid időtartományon belül.

L1 nagyfrekvenciás szűrőelem. F az elemző szikraköz. S kettős vezérlő szikraköz, R5 az elemző szikraközt áthidaló szokásos ohmos ellenállás. L2 és R3 a kisülési áramkör üzemviszonyainak beállítására szolgáló önindukció, illetőleg ohmos ellenállás. R1 és R2 feszültségosztó ohmos ellenállások, R4 pedig a V3 thyatroncső anódeellenállása. A V3 thyatroncsövet az IG indítójel generátor vezérli. A kapcsolás működését illetőleg utalunk a korábbi dolgozatokra [20,21,22,23,24,25].

A 2. ábra kapcsolása szerinti szikragerjesztő C kondenzátortól jobbra eső része, a kisülési áramkör, két igen fontos feladatot képes megoldani. Az egyik feladat megoldása abban áll, hogy a rendszer kisenergiájú és kisfeszültségű villamos jelekkel vezérelhető. Ez lehetővé teszi a rendszernek indítójel-generátorokkal való vezérlését, utóbbi pedig módot ad a fényjelekkel való vezérlésre. A fényjelekkel való vezérlésnek az időben felbontott spektroszkópia szempontjából van döntő jelentősége. A másik feladat, amit ez a kapcsolási rész megold, a nagy időbeli működési pontosság, mert a V3 elektroncső rácsára adott villamos vezérlőjelhez viszonyítva az F elemző szikraköz átütése kis időszórással történik. A 2. ábra szerinti szikragerjesztő fő érdeme az, hogy a V3 cső rácsára adott villamos vezérlőjelhez viszonyítva az F elemző szikraköz átütése 0,1 mikromásodperc időszórással történik.

Folyamatos időfelbontás forgó tükörrel

A 2. ábra felső része forgó tükröt tartalmazó optikai rendszert szemléltet, amely kiválóan alkalmas mikromásodperc időfelbontásban időben felbontott szikraszinképek előállítására [26, 27, 28]. Az optikai rendszer működése a következő. Az F szikraközből jövő fény az E szinkron motorral hajtott M forgó tükörre jut. Az F szikraköz előtt a B1 rés van elhelyezve, amely párhuzamos a rajz síkjával. Az F szikraköz elektródjainak szimmetria tengelye merőleges a rajz síkjára. Ilyen módon elérhető, hogy csak a szikraköz bizonyos részéből származó fény jut az M forgó tükörre. Az F szikraközt, illetőleg e szikraköz egy részét az M forgó tükör a spektrográf B2 részére képezi és annak hosszában időben

széthuzza. Az időben felbontott szikraszinkép megjelenik a P fényképező lemezen a D prizma által eszközölt hullámhosszban való felbontás után.

A 2. ábrában szikragerjesztő és az optikai rendszer közötti kapcsolatot az I fotocella létesíti. A H segédfényforrásból jövő fény az M forgó tükörre jut, amely azt az I fotocellára vetíti. Az I fotocella által szolgáltatott fotóáramot az IG erősítő felerősíti és az így kapott feszültségjel a V3 thyatroncső vezérlésére szolgál.

A 2. ábra szerinti elrendezésnél az időfelbontó képesség az az idő, amely alatt a fényforrás képe saját szélességével tovább mozog a spektrográf B2 részén. Ennek folytán egyetlen szikra esetében az időbeni felbontóképesség annál kisebb, minél kisebb a fényforrás mérete a rés hosszában és minél gyorsabb a kép mozgási sebessége a rés hosszának irányában. Az időbeni felbontás növelése céljából a 2. ábra F fényforrását kicsinyítve képezzük a spektrográf B2 részére. Ha több szikra időben felbontott képének, illetőleg időben felbontott szinképének egymásra helyezéséről van szó még fontos tényező a felbontás szempontjából az egyes szikrák bekövetkezésének időszórása a V3 cső rácsára adott vezérlő jelhez viszonyítva. Addig, amíg a fényforrás képe a spektrográf résén elvileg tetszés szerint csökkenthető és a kép futási sebessége a spektrográf résén tetszés szerint növelhető és így elvileg tetszőleges időfelbontás érhető el, addig az egyes szikrák bekövetkezésének időszórása a szikragerjesztő tulajdonságaitól függ. Ez a tulajdonképpeni oka annak, hogy nagy időfelbontáshoz nagy pontosságú szikragerjesztőre van szükség.

A 2. ábra szerinti rendszer működésének szemléltetésére a 3. ábrán bemutatunk egy részletet a cink időben felbontott szikraszinképéből. Az ábra felső részén lévő hármas szinképben a középső a vas, a felső és alsó pedig a cink szokásosan felvett szinképe. A felső cink szinkép 8 mm szikraköz közepéből, az alsó a katód közeléből származik. Az ábra legalsó szinképe ugyanaz, mint a hármas szinkép alsó szinképe, de időben felbontva. Az ábra oldalán lévő időléptékből megállapítható, hogy szinképben két sugárzási maximum vagy minimum időtávolsága mintegy 2 mikromásodperc, így az időfelbontás tényleg egy mikromásodperc nagyságrendű.

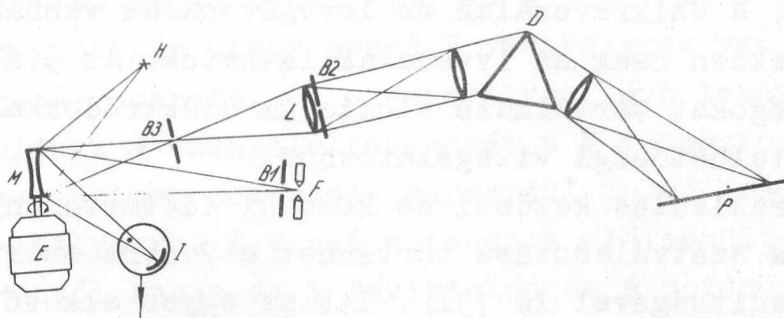
Ha a 2. ábrában az M tükör forgástengelye párhuzamos a B2 réssel, a B2 rés síkjában az F szikraköz képe B2-re merőlegesen lesz széthúzva. Ilyen módon le lehet fényképezni szakaszosan a szikra különböző időpontjaiból származó szinképet. Az így kapott szinképek egyidejűleg tájékoztatást adnak a szikracsatorna szélein uralkodó sugárzási viszonyokról is.

A 2. ábra szerinti berendezés üzemeltetésénél fáziskövetelmények vannak, amelyeket ki kell elégíteni. Az első ilyen fáziskövetelmény abból áll, hogy a C munkakondenzátor kisütése az öt feltöltő feszültséglökés lemenő zérus értéke közelében kell hogy történjen. Ezt a fázisállítást, amely viszonylag egy durva fázisállítás, a D motor állórészének elforgatásával lehet elérni, továbbá az M forgó tükör fázishelyzete olyan kell, hogy legyen, hogy az F szikra időben felbontott képe a B2 résre essen. Az M-forgó tükör fázishelyzetét a D motor forgórészéhez képest úgy kell beállítani, hogy ez a feltétel teljesüljön. Az M tükör ebből a célból úgy van a D motor forgó részének tengelyére szerelve, hogy azon elforgatható legyen. Szükség van ezenfelül egy sokkal finomabb fázisállításra, amelynek az a célja, hogy az F fényforrás időben felbontott képe a spektrográf B2 részén a kívánt helyzetbe kerüljön. Ezt a fázisállítást végre lehet hajtani egyrészt a H segédfényforrás, vagy pedig az I fotocella viszonylagos magassági helyzetének változtatásával, de sokkal elegánsabban az IG indítójel generátorba beépített elektronikus fázistoló érzékkel.

Szakaszos időfelbontás forgó tükörrel

A tudományos és gyakorlati spektroszkópiában gyakorta fordul elő az az eset, hogy a szikrakisülés meghatározott időtartományából származó sugárzás észlelése a cél. Ebben az esetben a 4. ábra szerinti optikai berendezés használható [27,28,29]. A 4. ábra szerinti berendezés mindössze annyiban különbözik a 2. ábrán feltüntetett berendezéstől, hogy a spektrográf B2 rése és az M forgó tükör közé még a B3 rés és az L leképező lencse van helyezve. A B3 rés nyílása párhuzamos az ábra síkjával. Ha ennél az optikai elrendezésnél az F szikra, illetőleg az eléje helyezett B1 rés időben felbontott és a B3 rés síkjában megjelenő képének helye-

tét és a B3 rés szélességét a kívánt módon állítjuk be, a P fényképező lemezen a kívánt időtartományból származó szinkép fog megjelenni.

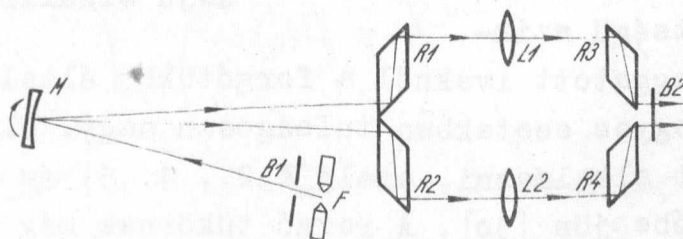


4. ábra

Optikai berendezés a szikrakisülés meghatározott időtartományából származó sugárzás észlelésére.

A szikrakisülés több időtartományából származó szinképek egyidejű előállítása

Az 5. ábra szerinti optikai berendezés felhasználásával mód van arra, hogy egyidejűleg lefényképezzük a szinkép kezdeti és későbbi időtartományaiból származó szinképeket. Az 5. ábrában F a fényforrás az előtte lévő B1 nyílással. Az F szikraközt, illetőleg az előtte elhelyezett B1 részt az M forgó tükör időben felbontva az R1 és R2 rombuszok forgó tükör fölé eső oldalára képezi le. A forgó tükör fázishelyzete úgy van beállítva, hogy a szikrakisülés kezdeti időtartományából származó sugárzás az R1 rombuszra, a későbbi időtartományból származó sugárzás pedig az R2 rombuszra essék. Ilyen módon a fényforrásból jövő sugárzás két nyalábra van osztva. Ezt a két nyalábot az L1 és L2 lencsék segítségével a spektrográf kollimátor lencséjére képezzük. Az R3 és R4 rombuszoknak az a feladatuk, hogy a két sugárnyalábot egymáshoz közel hozzák. B2 a spektrográf rése.



5. ábra

Optikai berendezés szikrakisülés korai és későbbi időtartományából származó szinképek egyidejű előállításához.

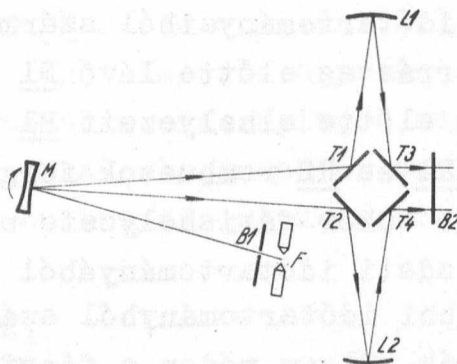
Az 5. ábra szerinti berendezés segítségével felvett szinkép csoportot a 6. ábra mutat be. A kettős szinképek felső szinképében a háttér, a szikravonalak és levegővonalak vannak jelen, az alsó szinképekben csak az ívvonalak láthatók. Az 5. ábra szinképei tisztátalanságokat tartalmazó alumínium elektródokkal lettek felvéve megismételhetőségi vizsgálatokhoz.

A szikrakisülés kezdeti és későbbi időtartományaiból származó sugárzás szétválasztása történhet a 7. ábra szerinti optikai berendezés segítségével is [31]. Itt az egyes alkotó elemek jelölése ugyanaz, mint az 5. ábrában azzal a különbséggel, hogy utóbbi esetben az 5. ábra R1, R2, R3 és R4 rombuszainak a szerepét a T1, T2, T3 és T4 tükrök veszik át, illetve az 5. ábra L1 és L2 lencséinek helyén a 7. ábrában az L1 és L2 konkáv tükrök vannak. A 7. ábra szerinti berendezés működése az alábbi. Az M forgó tükrör az F szikraköz illetőleg az előtte lévő B1 rést időben felbontva a T1 és T2 tükrök metszésvonalaának síkjába vagy valamivel a mögé képezi. A T1 és T2 tükrök által megtört fénysugarakat az L1 és L2 konkáv tükrök a spektográf kolli-mátor lencséjére képezik. A T3 és T4 tükrök célja csupán sugárelterelés.

A rezgő tükrör

Időben felbontott szinképek előállítására forgó tükrör általában akkor alkalmazunk, ha nagy időfelbontás a kívánatos. Viszonylag lassu folyamatoknál, mint pl. kisfeszültségű szik-

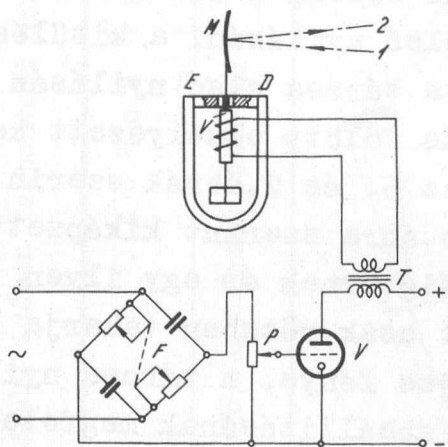
ránál vagy szaggatott iveknél a forgótükrör által szolgáltatott időfelbontás egyes esetekben túlságosan nagy. Ilyen esetben rezgőtükrör lehet alkalmazni, amely a 2., 4. 5. és 7. ábrák M forgó tükrének helyébe jön [30]. A rezgő tükrörnek még az az előnye is megvan, hogy rezgési amplitudója könnyen változtatható, miáltal változtatható az időfelbontás mértéke is.



7. ábra

Optikai berendezés szikrakisülés korábbi és későbbi időtartományaiból származó szinképek egyidejű előállításához.

Rezgő tükröt villamos kapcsolásával együtt a 8. ábra szemlélteti. M a rezgő tükröt jelenti, amelyre a fényforrásból eredő 1 sugárnyaláb jön. Az M rezgő tükrő a fényforrást időben felbontva a 2 sugárnyaláb útján képezi le. Az M tükrő az E és D sarkokkal bíró mágnespofapár előtt mozgó V vasnyelvhez van erősítve. A vasnyelv rezgésbe hozható, ha a vasnyelven lévő tekercset váltóárammal tápláljuk. A vasnyelv tekercsét a T transzformátor táplálja, amelynek primer tekercsén keresztül folyó áramot a V elektroncső szabályozza. A V cső szinuszos előfeszültségét váltóáramu tápforrásról kapja az F fázistolón és P potenciométeren keresztül. A P potenciométer segítségével a V cső előfeszültsége és ezzel együtt az M rezgő tükrő rezgési amplitudója változtatható. Az F fázistoló hid arra szolgál, hogy vele az M tükrő legnagyobb kilengésének fázishelyzete beállítható legyen.

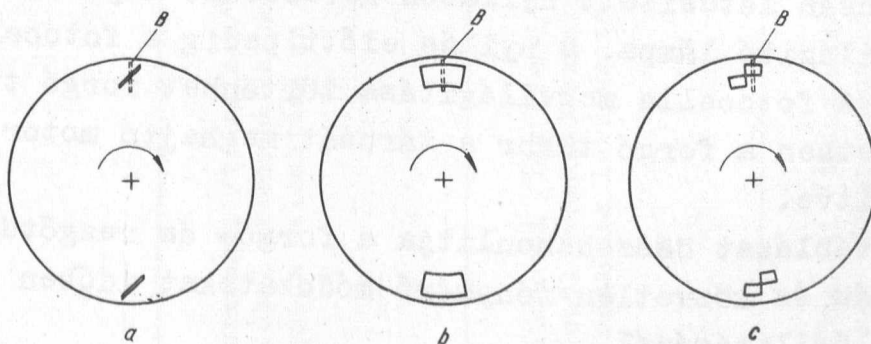


8. ábra

Rezgő tükrő villamos áramkörével együtt időben felbontott szinképek előállítására.

Időben felbontott szinképek előállítása forgó tárcsával

Tranziens kisülések időben felbontott szinképeinek előállítására fel lehet használni a 9. ábra szerint kiképzett forgó tárcsákat is. A forgó tárcsát a spektrográf része elé kell helyezni. Aránylag hosszú ideig tartó átmeneti kisülések esetében a 9a. ábra szerinti tárcsa ugyanazt a feladatot képes ellátni, mint a 2. ábra szerinti optikai



9. ábra

Forgó tárcsák időben felbontott szinképek előállításához.

berendezés nagy felbontás esetében. Hasonlóan, a 4. ábra szerinti elrendezésnek a 9b. ábra szerinti tárcsa, az 5. és 7. ábrák szerinti optikai berendezéseknek pedig a 9c. ábra szerinti tárcsa felel meg. A 9. ábrában a tárcsák a jobb kiegyensúlyozás miatt vannak szimmetrikusan kiképezve.

A 9a. b. és c. ábrák szerint kiképzett forgó tárcsák az időfelbontást az alábbiak szerint végzik el.

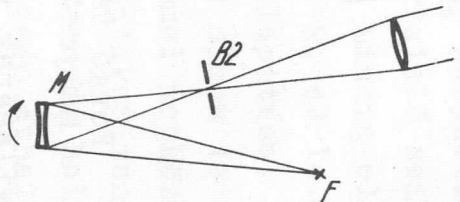
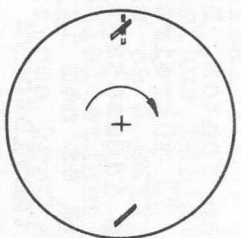

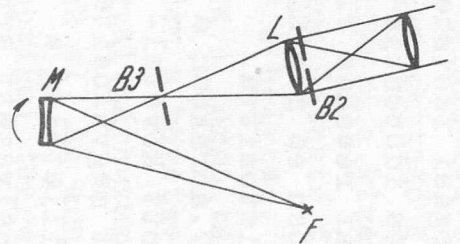
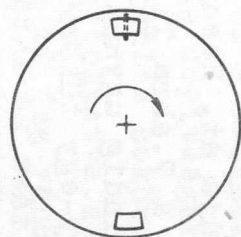

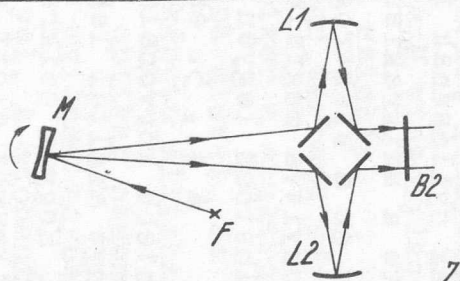
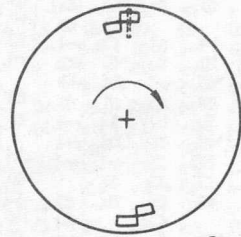

A 9a. ábra tárcsáján lévő ferde rés a spektrográf B része előtt elhaladva a spektrográfba időben más és más sugárzás jut, minek következtében a szinképlemezen időben felbontott szinképet kapunk. A 9b. ábra szerint kiképzett tárcsa forgási fázisát úgy lehet beállítani, hogy a kisülés kezdetén egy ideig a spektrográf B részét letakarja és csak egy meghatározott idő után ereszt fényt a spektrográfba. A 9c. ábra szerinti tárcsa alkalmazása mellett el lehet érni, hogy megfelelő fázisbeállítás esetén a kisülés kezdeti szakaszából származó fény a tárcsa felső nyílásán, a kisülés későbbi időszakából származó fény pedig a tárcsa alsó nyílásán jusson a spektrográfba. Ilyen módon egymás fölött elhelyezett kettős szinképeket kapunk hasonlóan, mint az 5. és 7. ábrák szerinti optikai berendezés segítségével. Ha a 9b. ábra szerint kiképzett tárcsán a nyílások egészen a tárcsa pereméig érnek és egy ilyen tárcsát úgy helyezünk a B rés elé, hogy azt csak részben takarja le, a rés le nem takart részén a szikra teljes fénye, a tárcsa nyílásának helyén pedig a tárcsa forgási fázisbeállításának megfelelő fény fog a spektrográfba jutni.

A forgó tárcsa és az elektronikus vezérlésű gerjesztő között a kapcsolatot itt is fotocella létesíti. A fotocella ütemes megvilágítása történhet a forgó tárcsán lévő, vagy külön erre a célra a tárcsán létesített nyíláson keresztül. Ilyenkor a nyílás mögött megvilágító lámpa, a nyílás előtt pedig a fotocella van elhelyezve. A fotocella megvilágítása történhet forgó tükörrel is, mely esetben a forgó tükör a tárcsát meghajtó motor tengelyére van erősítve.

A II. táblázat összehasonlítja a forgó- és rezgőtükörös, a forgó tárcsás és közvetlen fénymérő módokat időben felbontott szinképek előállításánál.

II. táblázat

Különböző lehetőségek időben felbontott szinképek előállítására.

	Időben való felbontás		
	Forgó vagy rezgő tükörrel	Forgó tárcsával	Fotocellával
Az átmeneti /tranziens/ kiséleésből származó szinkép folyamatos felbontása az időben	 <p style="text-align: right;">2. ábra</p>	 <p style="text-align: right;">9a. ábra</p>	
Az átmeneti /tranziens/ kiséleésből származó szinkép egy részének leválasztása	 <p style="text-align: right;">4. ábra</p>	 <p style="text-align: right;">9b. ábra</p>	
Az átmeneti /tranziens/ kiséleés két időtartományából származó szinkép egyidejű észlelése	 <p style="text-align: right;">7. ábra</p>	 <p style="text-align: right;">9c. ábra</p>	

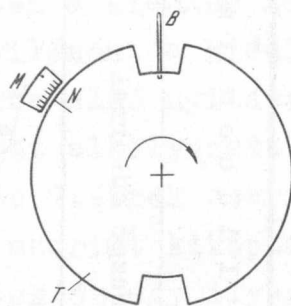
Az időtartományok beállítása

A szikrakisülés egyes időtartományaiból származó szinképek segítségével történő munkánál a megismételhetőség biztosítása végett fontos, hogy egy-egy szinképbe mindig ugyanabból az időtartományból származó sugárzás jusson. Így nagyon fontos, hogy a 4. ábrában a B3 ernyő mindig ugyanabból az időtartományból származó sugárzást engedje át. Hasonlóan fontos, hogy az 5. ábra R1 és R2 rombuszaira vagy a 7. ábra T1 és T2 tükreire eső időben széthuzott szikraképből mindig ugyanaz az időszakasz essen egy-egy rombuszra illetőleg egy-egy tükreire. Ha ez nem így volna, a szinképvonalaknak az intenzitása és intenzitásviszonya az egyes időtartományokban nem volna állandó. Hasonlóan fontos az is, hogy a 9. és 10. ábrákon látható forgó tárcsák nyílásának forgási fázishelyzete a szikrakisülés időpontjához és a spektrográf réséhez viszonyítva megfelelően és megismételhetően legyen biztosítva.

A 4., 5. és 7. ábrákban a fentebb körvonalazott követelményt azáltal lehet megvalósítani, hogy a szikra, illetőleg a

szikraköz előtt elhelyezett ernyő nyílásának időben felbontott képe a B3 ernyőn, illetőleg az R1 és R2 rombuszokon vagy T1 és T2 tükrökön mindig ugyanarra a helyre essék. A beállítás végett a B3 ernyő, illetőleg R1 és R2 rombuszok, továbbá pedig a T1 és T2 tükrök elé osztással bíró ernyőt helyezünk, amit azután a felvétel alkalmával eltávolítunk. A fényforrás időben felbontott képének a B3, illetőleg R1 és R2 rombuszokon, továbbá a T1 és T2 tükrökön való eltolása a korábban már leírt módon történik, miáltal módunkban van az egyes időtartományokba jutó sugárzást változtatni.

Forgó tárcsa a szikrakisülés időpontjához és a spektrográf réséhez viszonyított forgási fázishelyzetének a beállítása a 10. ábra szerint történik. A fényforrás fénye közvetlenül vagy lencsén keresztül megvilágítja a T tárcsát, amelyen az N jel van. Az elek-



10. ábra
Forgó tárcsa forgási fázishelyzetének beállítása.

tronikus vezérlésű nagypontosságú szikragerjesztő vezérlése vagy a T tárcsát meghajtó motor tengelyére erősített forgó tükör és fotocella kombináció segítségével, vagy pedig a T forgó tárcsa által szaggatott fény és fotocella kombináció segítségével előállított feszültséggel segítségével történik. Miután így a T forgó tárcsa és a szikrakisülés megtörténte között szinkronizmus van, működés közben a T forgó tárcsán lévő N jel állani fog látszani. A fotocella által előállított jel és a szikrakisülés beindítása közötti idő elektronikus fázistolás segítségével változtatható. A fotocella indítójele és a szikrakisülés bekövetkezése közötti időt elektronikus késleltetéssel változtatva az N jel látszólagos álló helyzete a T tárcsa kerületén el fog vándorolni. Az N jellel szemben az M mérce van elhelyezve, amelyen az N jel látszólagos viszonylagos helyzetének az eltolódása leolvasható. A rendszer olyan módon kalibrálható, hogy az N jelnek az M mércéhez viszonyított különböző helyzeteiben szinképfelvételeket készítünk, és így a célnak megfelelő szinképhez tartozó N és M viszonylagos helyzetet beállítva mindig előállítható a kívánt szinkép.

Igen fontos a 9. és 10. ábrákon látható forgó tárcsák zérus helyzetének a megállapítása. Ez az a helyzet, amikor a spektrográf rése még éppen nincs letakarva a forgó tárcsa élével. Ez a helyzet szabad szemmel megközelítően a következőképpen állítható be. A spektrográf optikai tengelyével párhuzamos optikai padon kis nyílással bíró ernyőt helyezünk el. Az ernyő nyílása egybeesik a spektrográf részén áthaladó optikai tengellyel. A szóbanforgó ernyőt elég távol elhelyezve és azon keresztül a spektrográf részére tekintve igen jó megközelítéssel meg lehet állapítani a T forgó tárcsa azon helyzetét, amely mellett nyílásának éle összeesik a spektrográf részével. Ha ezt a rendszer nullhelyzetének nevezzük el, a rendszer kalibrálását ehhez a nullhelyzethez viszonyítva kell elvégezni.

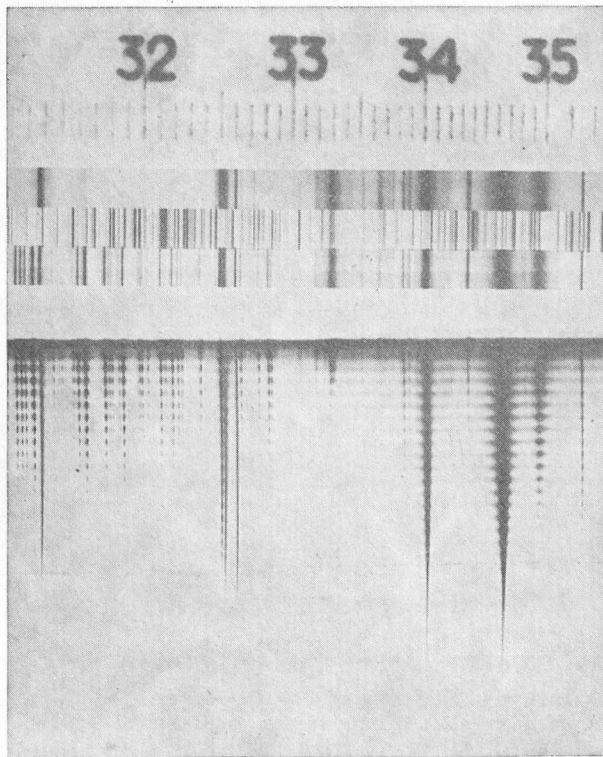
Legegyszerűbben a 9. és 10. ábrákon látható forgó tárcsák nullhelyzete - vagyis az a helyzete, amely mellett éppen szabaddá teszi a fény útját a spektrográf részén keresztül a spektrográfba, - a spektrográfban elhelyezett fotocella segítségével állapítható meg. Ebben az esetben pl. a 10. ábra forgó tárcsáját lassan elforgatva a spektrográfban lévő fotocella segítségével megállapítható és az M skálán leolvasható a tárcsának az a forgási

helyzete, amely mellett a rés éppen nyit. Közvetlen fénymérőberendezéseknél ez a beállítási lehetőség önmagától adódik.

Spektrokémiai vonatkozások

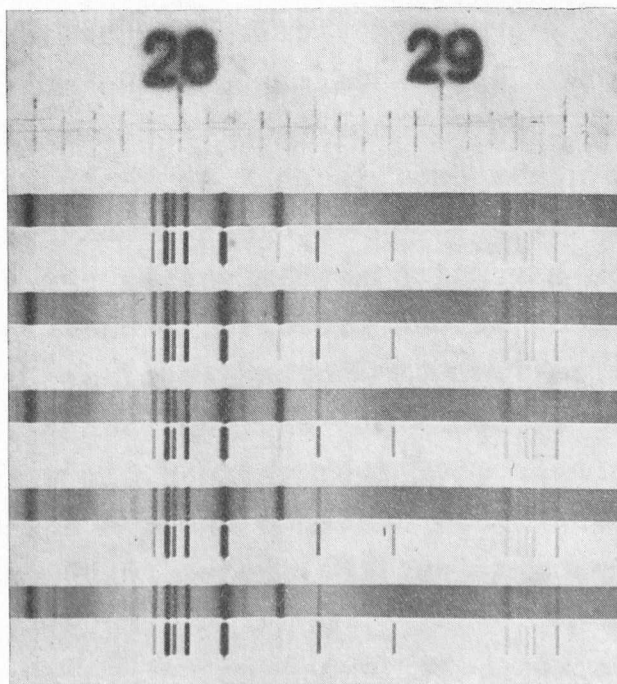
A 3. ábra szerinti szinképrészlet azt mutatja, hogy tranziens kisülések által létrehozott, a szokásos módon előállított szinképek keletkezésükről csak aránylag kevés felvilágosítást adnak. A 3. ábrából ugyancsak világos, hogy tranziens kisülések sugárzására vonatkozóan csak időben felbontott szinképek adhatnak minden részletében felvilágosítást. Néhány megfigyelés eredményét időben felbontott szinképekben korábban már közöltük [28], a későbbiekben szintén fogjuk közölni hasonló megfigyelések eredményeit. Jelen esetben néhány olyan megjegyzést kívánunk tenni, amelyeknek spektrokémiai vonatkozása van.

Ugy néz ki pillanatnyilag, hogy az időben felbontott szinképeknek spektrokémiai célokra való felhasználása elsősorban az érzékenység megnövelése vonalán érdekes. Amint az ismeretes, a szikraszinképpel való spektrokémiai elemzés érzékenységét lecsökkenti az a körülmény, hogy a szikrakisülés szinképe erős háttérrel bír, amelyből csak kis mennyiségben jelenlévő ötvözet vagy szennyező vonalak elvesznek. Ezenkívül kis százalékos mennyiségeknél a háttér jelenléte miatt a munkagörbék annyira ellaposodnak, hogy használhatatlanokká válnak. Az időben felbontott szikraszinképek azt mutatják, hogy a háttér elsősorban a kisülés kezdetén keletkezik. A szikraszinkép háttére első megközelítésben három részből tevődik össze. A háttér egyik összetevője a levegőmolekulák és atomoktól származik és független a szikraköz elektródjaitól a minőségétől. A háttér második része a szikrakisülés kezdetén uralkodó nagy nyomás következménye. Ennek a nagy nyomásnak a következtében egyes vonalak nagy mértékben kiszélesednek és hullámhosszban eltolódnak. Ez a kiszélesedés és hullámhosszban való eltolódás azonban csak néhány mikromásodpercig tart. A háttér harmadik összetevője a szinképvonalak rendkívüli mértékű kiszélesedéséből származik. Ez a kiszélesedés legnagyobb a szikrakisülés kezdetén és amint a kisülés hőmérséklete csökken, csökken a vonalszélesség is. Ez a kiszélesedés száz angström nagyságrendű lehet. Ez a jelenség a 3. ábrában jól észlelhető. A lényeg pillanatnyilag azon van, hogy mind a három fajta háttérképződés főként a szikrakisülés kezdetén van.



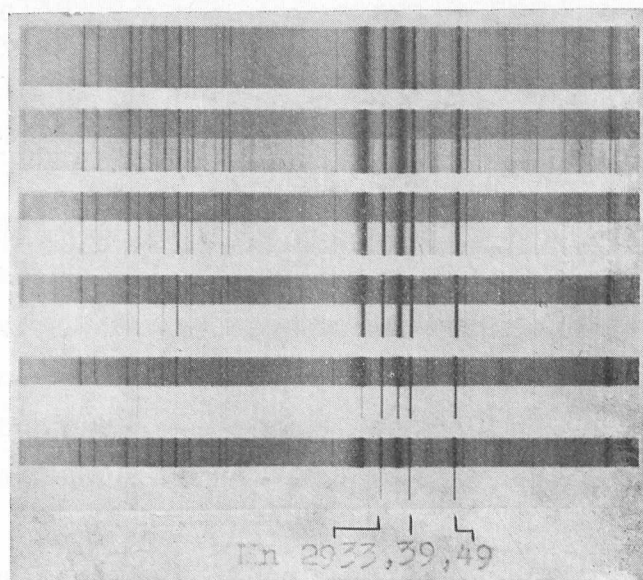
3. ábra

Részlet kadmium időben felbontott szikraszínképéből.



6. ábra

Tisztátalanságokat tartalmazó alumínium időben felbontott színekpei megismételhetőségi célokra. A felső, a háttér, szikravonalakat és levegővonalakat tartalmazó színekpek a kisülés kezdeti időtartományából származnak.



11. ábra

A spektrográf rése előtt forgó tárcsa segítségével időben felbontott
színképek

Az itt ismertetett eljárás lehetővé teszi a háttérnek a szikraszinképről való leválasztását. Ez a leválasztás történhet forgó tükörrel vagy forgó tárcsával.

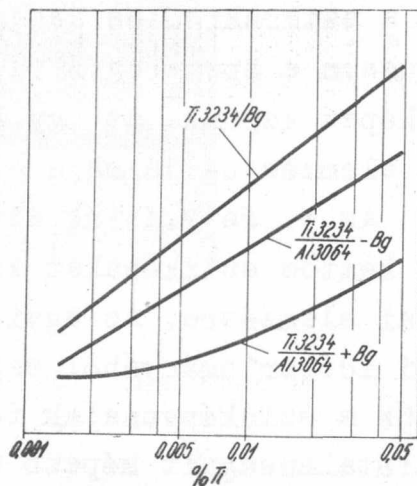
Ha a 4. ábra szerinti optikai elrendezésnél a B₃ részt tartalmazó ernyőn a fényforrás időben felbontott képét úgy állítjuk be, hogy a szikrakisülés kezdeti időtartományából keletkező sugárzás ne jusson a spektrográfba, a P fényképező lemezen háttérmentes szinképet kapunk. Az így kapott háttérmentes szinképet spektrokémiai elemzés céljaira a szokásos módon kell felhasználni.

Az 5. és 7. ábrák szerinti optikai berendezésekkel előállított kettős szinképeket kétféle módon használhatjuk fel spektrokémiai elemzésre. Az egyik mód abban áll, hogy a szikrakisülés későbbi időtartományából származó szinképekben a szokásos módon képezzük a szinképvonalak fényerősség viszonyát, amelyeket a minták tisztátalanságait képező elemek százalékos mennyiségével szemben koordináta rendszerben felrakunk. A másik lehetőség abban van, hogy belső összehasonlító alapul a szikrakisülés kezdeti időtartományából származó szinképek háttérét használjuk fel. A tapasztalat ugyanis azt mutatja, hogy ez a háttér jól megismételhető, megbízható összehasonlító alapot nyújt.

Minden olyan esetben, amikor forgó tükör az időfelbontó elem, számolni kell azzal, hogy annál kisebb az időfelbontás a 4. ábra B₃ részén és az 5. és 7. ábrák rombuszain illetve tükrein, minél nagyobb a fényforrás mérete. Spektrokémiai elemzésnél az elemző szikraköz más követelmények által van megadva és annak mérete rendszerint több milliméter. Időfelbontásos munkáknál ilyen nagy szikraközt nem lehet használni, mert az időfelbontás gyakorlatilag elvész. Ahhoz, hogy az időfelbontás megfelelő mértékű legyen, a szikraköz elé keskeny rést kell alkalmazni, és a szinképek előállításához a résen áthaladó fényt használjuk fel. Ez jelentős fényvesztést jelent, ami nem minden esetben engedhető meg.

A forgó tükör alkalmazásával járó, az előbbi fejezetben említett hátrány elmarad akkor, ha a 9b., 9c. vagy 10. ábrák szerinti forgó tárcsákat használjuk fel időfelbontásos spektrokémiai elemzéshez. Forgó tárcsák alkalmazása mellett ugyanis az időbeli felbontás teljesen független a szikraköz méretétől.

Annak jellemzésére, hogy mit lehet elérni forgó tárcsa alkalmazásával időfelbontásos spektrokémiai elemzésben, a 11. ábrán bemutatunk egy szinképsorozatot, ahol a háttérrel fokozatosan le-
választottuk a szinképről. A legfelső szinkép felvételénél a 10. ábra szerinti forgó tárcsa forgási fázishelyzete úgy volt beállítva, hogy a szikrakisülések egész tartama alatt kisugározott fény bejutott a spektrográfba. Az ezután következő szinképeknél szinképről-szinképre haladva mindig körülbelül 4 mikromásodpercet vágunk le a szikrakisülés kezeti időtartományából. A felvételeknél a forgó tárcsa csak a rés felét takarja le. A kettős szinképekben a felső szinképek azonosak az első szinképpel. A 11. ábrából megállapítható, hogy minél hosszabb ideig árnyékoljuk le a szikrakisülés kezeti időtartományát, annál nagyobb mértékben tűnik el a háttér.



12. ábra

Munkagörbék tisztátalanságok meghatározására alumíniumban időben felbontott szinképek segítségével.

A 12. ábrán olyan spektrokémiai munkagörbéket mutatunk be, amelyeket egyrészt szokásos körülmények között, másrészt időben felbontott szinképek segítségével készítettünk. A görbék titánnak alumíniumban való meghatározására vonatkoznak. A 12. ábrán lévő három munkagörbéből az egyik, a középső a háttér nélküli időben felbontott szinképben képzett vonalfényerősség viszonyok alapján van meghatározva. Ezeknek a szinképeknek a felvételénél a szikrakisülés kezdetéből körülbelül 14 mikromásodpercnyi időtartományt vágunk le. A másik, az alsó, a szokásos módon, az időben fel nem bontott szinképből nyerhető munkagörbét adja. A harmadik, a legfelső görbe meghatározásánál, időben felbontott szinképben, az elemző vonalakat a háttér nélküli szinképrészről, vonalak közelében lévő háttérrel hasonlítottuk össze a háttérrel tartalmazó szinképrészben. A 12. ábrában +Bg a háttérrel együttes szinképet, a -Bg a háttér nélküli szinképet, /Bg a háttérrel való összehasonlítást jelképezi.

A 12. ábra megfigyelése egyértelműen azt mutatja, hogy az időben felbontott szinképek segítségével készített munkagörbék jobbak, mint a szokásos módon készítették. Legjobb az, amely időben felbontott szinképből a háttér és a szennyező elem vonalának összehasonlítása alapján készült. Addig, amíg pl. a 12. ábrában 0,01% alatt a szokásosan készített munkagörbék már gyakorlatilag nem használhatók, időben felbontott szinkép segítségével kisebb százalékos tartalom meghatározása is lehetséges. Ezenkívül időben felbontott szinképek alkalmazása mellett elmarad a munkagörbéknél a kis százalékos tartalom mellett szükséges háttér helyesbités.

Ismeretes, hogy spektrokémiai elemzésnél minél szikrajellegűbb a kisülés, annál kisebb befolyása van az elemzési eredményekre a minta metallurgiai történetének és az ötvözők változásainak. Erősen szikrajellegű kisülés azonban erős háttérképződéssel jár együtt. Ha a szokásos elemzési módszernél a háttérét csökkenteni és ezzel együtt az érzékenységet növelni akarjuk, növelni kell a kisülési kör önindukcióját. Az önindukció növelése viszont ivjellegű kisülést eredményez a fentebb jelzett hátrányokkal. Az ivjellegű kisülés ezenfelül kráterképződést és szabálytalan elgőzölgést eredményez, ami viszont a megismételhetőséget csökkenti. Szikrajellegű kisülés alkalmazása a háttérnek időben felbontott szinképről való egyidejű leválasztása mellett a feladat eszmei megoldását jelenti.

A 3., 6. és 11. ábrákon látható szinképek felvételénél a 2. ábra C kondenzátorának kapacitása 0,01 mikrofaraadot, töltési feszültsége 20.000 voltot tett ki. A kisülési áramkör csak a vezetőkek maradék önindukcióját és ellenállását tartalmazta. Ilyen körülmények között a kisülési áramkör rezgésszáma körülbelül 0,5 M Herz, egy kisülés összeitartama körülbelül 45 mikromásodperc.

Ha a 2. ábra szerinti szikragerjesztőt szaggatott ivék vagy kisfeszültségű kondenzált szikrák gyűjtására használjuk fel, nagypontossággal működő szaggatott ivünk, illetőleg kisfeszültségű kondenzált szikránk lesz [20, 32, 33, 34]. Az itt leírt időfelbontó berendezések természetesen felhasználhatók ezen berendezések által gerjesztett fény időbeli lefolyásának vizsgálatára is.

I r o d a l o m

- [1] Smith S., Astrophys.J. 61, 186 /1925/
- [2] Anderson J.A. és Smith S., Astrophys.J. 64, 295 /1926/
- [3] Rimbert F., J.Phys.Radium 14, 1 /1953/
- [4] Gordon G. és Cady W.M., J.Opt.Soc.Amer. 40, 852 /1950/
- [5] Blitzer L. és Cady W.M., J.Opt.Soc.Amer. 41, 440 /1951/
- [6] Blitzer L., J.Opt.Soc.Amer. 45, 564 /1955/
- [7] Glaser G., Optik 7, 33 és 61 /1950/
- [8] Euler J., Z.ang.Phys. 4, 82 /1952/
- [9] Fuchs R., Z.Physik 130, 69 /1951/
- [10] Calker van J., Z.Naturforsch. 42, 573 /1949/
- [11] Deinum H.W. és Boer de F., Spectrochim.Acta 2, 318 /1943/
- [12] Calker van J., Naturwiss. 40, 434 /1953/
- [13] Lebegyeva V.V. és Milovidova R.A., Optyka i Szpektroszkopia 2, 150 /1957/
- [14] Lawrende F.O. és Dunnington F.G., Phys.Rev. 35, 396 /1930/
- [15] Beams J.W., Phys.Rev. 35, 24 /1930/
- [16] Steinhaus D.W., Crosswhite H.M. és Dieke G.H., J.Opt.Soc. Amer. 41, 299 /1951/
- [17] Steinhaus D.W., Crosswhite H.M. és Dieke G.H., Spectrochim. Acta 5, 436 /1953/
- [18] Steinhaus D.W., Crosswhite H.M. és Dieke G.H., J.Opt.Soc. Amer. 43, 257 /1953/
- [19] Tsui-Fang, Cundall C.M. és Craggs J.D., Spectrochim.Acta 5, 452 /1953/
- [20] Bardócz Á., Nature 171, 1156 /1953/
- [21] Bardócz Á., Acta Physica Hungarica 4, 91 /1954/
- [22] Bardócz Á., Spectrochim.Acta 7, 307 /1955/
- [23] Bardócz Á., Acta Technica Hungarica 8, 99 /1954/
- [24] Bardócz Á., Applied Spectroscopy 10, 183 /1956/
- [25] Bardócz Á., Z.ang.Physik 9, 82 /1957/
- [26] Bardócz Á. és Varsányi F., Z.Naturforsch. 10a, 1031 /1955/
- [27] Bardócz Á., Z.ang.Physik 9, 82 /1957/
- [28] Bardócz Á., Applied Spectroscopy 11, 167 /1957/
- [29] Bardócz Á. és Varsányi F., Nature 177, 222 /1956/
- [30] Vorsatz B., /későbbi közlés/
- [31] Bardócz Á. és Groh R., /későbbi közlés/

- [32] Bardócz Á., Acta Technica Hungarica 13, 3 /1955/
- [33] Bardócz Á., Spectrochim. Acta 7, 238 /1955/
- [34] Bardócz Á., Spectrochim. Acta 8, 152 /1956/
- [35] Anderson J.A., Astrophys. J. 75, 394 /1932/

Érkezett 1958, október 27.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

HETES FELSZŐ VIBRÁCIÓS ÁLLAPOTU β -SÁVOK ÉSZLELESE

A NO-MOLEKULA SZINKÉPEBEN

Irta: Deézi Irén*

Spektroszkópiái Osztály

Összefoglalás

A NO-molekula β -sávrendszerében legutóbb néhány olyan sávot is sikerült emisszióban lefénnyképezni, amely a felső elektron-állapot $v' = 7$ -es rezgési nivójáról indul.

1. §. A cimben megjelölt sávok problémája

Legutóbbi dolgozatunkban [1] a NO molekula disszociációs energiáját 6,603 eV-nak találtuk a γ -sávok rotációs szerkezetének megszakadása alapján. Ugyanitt megemlítettük, hogy ebből a disszociációs határból az következik, hogy a β sávok felső állapotának, vagyis a NO molekula $B^2\Pi$ elektronállapotának predisszociációs határa magasabban fekszik, mint azt eddig feltételezték. Ezért ezen az állapoton még a $v' = 7$ -es vibrációs nivónak is léteznie kell emisszióban. Ilyen sávoknak emisszióban való megjelenését nem is várták. Az említett nivó emisszióban való kimutatására kísérleteket kezdtünk.

A β -sávok emisszióban, mint ismeretes [2]



elektronátmenet eredményeképpen keletkeznek. Ezek a sávok vörös felé árnyékoltak. Minthogy mindkét állapot Hund-féle a/ esetnek felel meg, ezért minden egyes β -sáv két melléksávra bomlik. Az

* Az 1958. jan. 20-án fiatalon elhunyt szerzőnek ezt az utolsó munkáját közreadja Mátrai Tibor.

egyik melléksáv a $B^2 \Pi_{1/2} \longrightarrow X^2 \Pi_{1/2}$ a másik a
 $B^2 \Pi_{3/2} \longrightarrow X^2 \Pi_{3/2}$ elektronátmenetnek fe-
 lel meg.

A munkánk szempontjából szerencsés körülmény volt az, hogy a β -sávoknak mindkét melléksávja egy-egy vörös felé árnyékolt fejet képez. E két fejnek távolsága pedig a sávrendszer bármely két sávjában közelítőleg egyenlő egymással.

E sajátságuk jóvoltából a β -sávok igen jól felismerhetők a NO-molekula szinképében a pontosan ellenkezően árnyékolt és négyes fejű γ -sávok, valamint a N_2 -molekula szennyező sávjai között.

2.§. Kísérleti berendezés

A β -sávok legjobban az aktiv nitrogén utóvilágításban gerjednek, ha az aktiv nitrogénhez NO-gáz elegyedik. A szerző kérésére Mátrai Tibor kezdetben azt az aktiv nitrogénes fényforrást próbálta rekonstruálni, amelyet Schmid Rezső írt le egyik dolgozatában [3]. Ez a fényforrás sikert nem hozott. Ez a fényforrás úgy látszik a vákuumultraibolya tartomány határán válik be, ahol azt Schmid használta. Nekünk azonban megfelelő Schumann-emulzió hiján be kellett érniünk a látható tartomány fényképezésével, amelyben a keresett β -sávok megjelenése szintén várható volt.

Áttanulmányozva azonban az aktiv nitrogén előállításának és spektrális vizsgálatának irodalmát, figyelmünket megragadta C.R. Stanley-nek 1954-ben megjelent dolgozata [4]. Ez a dolgozat hatékony új módszert ajánl aktiv nitrogén előállítására. A módszer lényege az, hogy egy kvarckapillárison át csükkentett nyomású nitrogént áramoltatunk, egyidejűen pedig a kapillárison keresztül kondenzált szikrakisülést létesítünk. Ez aktiválja az áramló nitrogént. Stanley elvét értékesítettük aktiv nitrogén-generátorunk tervezésénél.

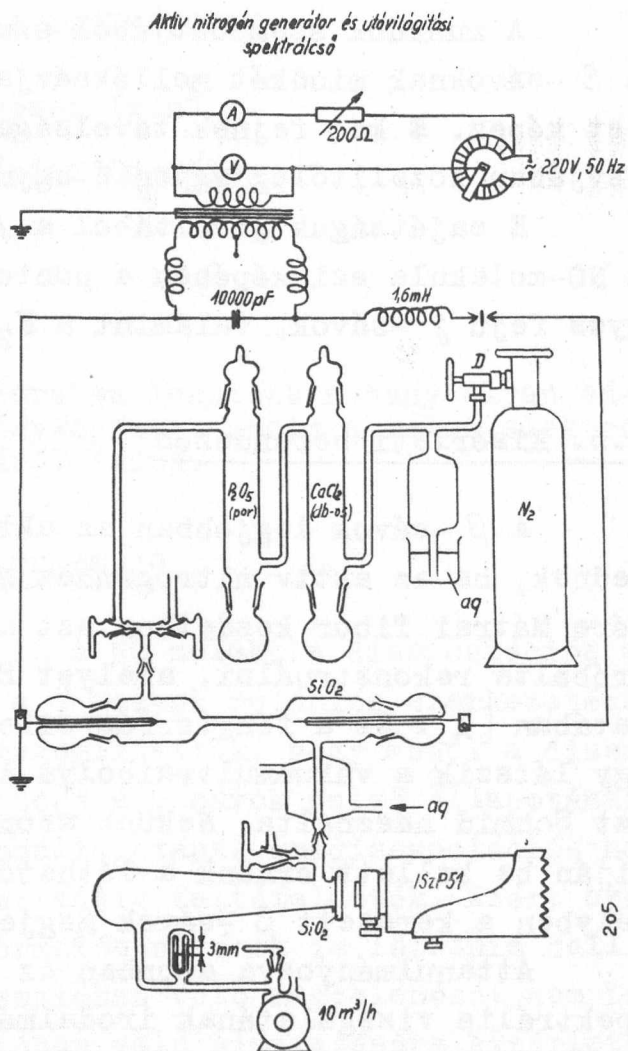
Fényforrásunk vázlatát az 1. ábra szemlélteti:

Itt a gázpalackból megfelelően tiszta N_2 -gáz áramlott egy tűszelep felé. A csőrendszernek ezt a szakaszát egy folyadékzár védte a tulnyomástól. A szabályozható tűszelep kvarckisülési csőbe vezette a nitrogént. Ez azért készült kvarcból, hogy tűzálló legyen. E kisülési csőnek két öblös elektródatérét kapilláris cső

kötötte össze. A wolframcsúcelektrodok között kondenzált szikrakisülést létesítettünk. A szükséges szikragerjesztő kapcsolási vázlata a rajz felső részén látható. A szikrakisülés a kapillárisban aktiválta a nitro-

gént. Ismeretes, hogy az aktív nitrogén gázáram sápadt, sárga ködfényben lumineszkál, ez a jelenség az aktív nitrogén utóvilágítása. Az utóvilágítás néhány másodperces felezési idővel megszűnik: lecseng. Ezért az áramló aktív nitrogén utóvilágítása az áramlási cső mentén fokozatosan gyengül. A kiáramlási csőszakaszt lehető rövidre kell választani és hűteni is kell. A vízűtés azonban a csatlakozó üveg csiszolat miatt is kívánatos repedés megelőzésére. A csőrendszer további része ugyanis kemény üvegből készült. Maga a spektrálcső csonka torzkúp alakú volt. E csonka torzkúp fedőlapját egy planparallel kvarclemmez alkotta. Ez az ablak közvetlenül a spektrográf

rése elé került, kondenzor közbeiktatása nélkül. A kúpos csőben áramló aktív nitrogén ugyanis igen kis felületi fényességű fényforrás, amellyel csak inkoherens résmegvilágítás valósítható meg. A torzkúp nyílásszögét azonban úgy méreteztük, hogy "end on" kvarcablakon és a résen keresztül a fénykúp a spektrográf kollimátor lencséjének egész felületét kivilágítsa, vagyis a feloldóképesség az elérhető maximális legyen. A kisülési csőben megkövetelt 3 Hgmm⁻¹nyi nyomást egy nagyteljesítményű többfokozatú rotációs légszivattyú tartotta fenn, a nyomást manométeren ellenőriztük.



1. ábra
Aktív nitrogén generátor és utóvilágítási spektrálcső.

A kisülési cső előtt egy másik túszelep is látható. Ezen keresztül a nitrogéngázáramba levegőt adagoltunk. Az így bekerült oxigén a kisülésben a Birkeland és Eyde-féle reakcióval NO-dá alakult és innen az aktiv nitrogénnel elegyedve a spektrálcsőbe áramlott. A NO-gáz az utóvilágítás színét narancsszínűre változtatta. Levegő helyett megpróbáltunk tiszta NO-gázt is betáplálni egyszer a felső, másszor az alsó túszelepen is. A tiszta NO-gáz használata azonban spektrális szempontból határozottan hátrányosabbnak bizonyult a levegőénél.

A felvételhez IszP gyártmányú 3 prizmás üvegspektrográfot használtunk. Ezzel a fényerős készülékkel Agfa Isopán F emulzió-nak 30 perces expozíciója elégségesnek bizonyult. Hullámhossz-mérésre a Pfund-féle szabvány-vasiv szinképét vetítettük be kis átfedéssel. Hullámhossz-mérésünk pontossága $\pm 0,5 \text{ \AA}$ -re becsülhető.

3.§. Eredmények

Spektrogrammunkon valamennyi észlelhető sávfej hullámhosszát meghatároztuk. Ezután B.Rosen kétatomos molekula-atlaszában [5] megkerestük, melyik molekulának ill. melyik sávnak felelnek meg a mért hullámhosszak. Maradtak olyan általam észrevett sávok is, amelyekről az irodalom eddig nem tett említést. Ezeknek árnyékoltságából, sávfejeinek számából és egymástól való távolságából biztonsággal meg tudtuk állapítani, hogy a NO-molekula β -sávjaival állunk-e szemben vagy sem. Így három új β -sávot, a /7,16/, /7,18/ és /7,19/ sávokat észleltük, ezek a sávok igen diffúz képet mutattak, jelenlétüket a háttér határozott intenzitás-ugrása árulta el. Ezekről még meg kellett állapítanom, hányadik két vibrációs emelet közé kíváncsoznak, speciálisan, hogy mekkora a felső állapotuk vibrációs kvantumszáma. Egyszóval az új sávot be kellett sorolnunk. Az új sávok besorolásához elegendő volt azt felismerni, hogy a kérdéses sáv melyik sávsortozatba illik és ebben mely vibrációs kvantumszámú sávnak közvetlen szomszédja.

A besorolás helyességének kontrollja az, hogy a megtalált v' -nek és v'' -nek ki kell elégítenie a sávfej formulát. A mellékelt táblázatban összehasonlíthatjuk, mennyire egyeznek a spektrogrammunkon mért sávfejhullámhosszak a vibrációs analízis alapján számított hullámhosszakkal. A táblázatban a kettős fejű β -sáv-

Az új β -sávok ibolya felőli fejének hullámhossza

B e s o r o l á s	Mért hullámhossz Å	Számított hullámhossz Å
(7,16)	3890,8 \pm 0,5	3889 \pm 4
(7,18)	4364,1 \pm 0,5	4367 \pm 4
(7,19)	4646,0 \pm 0,5	4644 \pm 4

A számításnál felhasznált molekula-állandók [6]

Á l l a p o t	ω_e	$\omega_e x_e$	B_e	α_e
$X^2 \Pi$	1904,03 1903,68	13,97	1,7046	0,0178
$B^2 \Pi$	1036,9 1038,3	7,46	1,076	0,0116

cm⁻¹

$$B^2 \Pi \rightarrow X^2 \Pi : \nu_{00} = \begin{matrix} 45487,6 \\ 45395,2 \end{matrix} \text{ cm}^{-1}$$

voknak ibolya felé eső sávfejét tüntettük fel. /A vörös felé eső sávfejek ettől kb. 22 \AA távolságra esnek./ A számított és mért hullámhosszak egyezése, mint látható, a három sávban igen jó.

Eredményeinket úgy foglalhatjuk össze, hogy néhány 7-es felső rezgési állapotú β -sávnak emisszióban való észlelése árán bebizonyítottuk, hogy a β -sávok predisszociációs határa magasabban húzódik az eddig elfogadott határnál.

-.--

I r o d a l o m

- [1] I.Deézsi: Acta Phys.Hung.Tom.IX.P. 125 /1958/
- [2] Deézsi I.: Magyar Fizikai Folyóirat, 4, 489 /1956/
- [3] R.Schmid: Zs.f.Phys. 64, 279 /1930/
- [4] C.R.Stanley: Proc.Phys.Soc. 67, 821 /1954/
- [5] B.Rosen: Tables de constantes et données numeriques, 5. /Atlas/ Hermann & Cie, Paris, 1951
- [6] B.Rosen: Tables de constantes et données numeriques, 4. /Données Spectroscopiques/ Hermann & Cie, Paris, 1951

Érkezett 1958.december 31.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

HORDOZÓMENTES RADIOAKTIV IZOTÓPOK ELŐÁLLÍTÁSA I.

HORDOZÓMENTES RADIOIZOTÓP PREPARÁTUMOK UJ ELŐÁLLÍTÁSI MÓDSZEREINEK ELVI ALAPJAI

/Első rész/

Irta: Imre Lajos

Magkémiai Osztály

Összefoglalás

E dolgozat azoknak a hazai kezdeményezéseknek egyik részletét ismerteti, melyek célja elméleti segítség nyújtása a radioaktív hordozómentes izotópok termeléséhez. Elsősorban a heterogén rendszerek fizikai kémiáját kell ily tárgyú új tartalommal továbbfejlesztetni, mivel a radioaktív izotópok kémiai technológiájában csaknem mindig valamilyen heterogén reakciót alkalmazunk az egyes izotóp atomfajták elkülönítésére. A heterogén rendszerek fázishatárán kialakuló átmeneti ionrétegek felfedezése /amely a hazai kutatások eredménye/ szilárd kísérleti alapot biztosít a fontosabb preparatív magkémiai műveletek elméleti értelmezéséhez. Ennek az elméleti vállalkozásnak a keretében a jelen közlemény a határfelületi ioncsere-folyamatok, valamint az elegykristály-képződési jelenségek kinetikáját tárgyalja, különös tekintettel a végtelen kis koncentrációjú anyag-összetevőkre.

Hordozómentes vagy hordozómentesnek mondott radioaktív izotópokat már számos országban állítanak elő, azonban többnyire igen körülményes és költséges technológiával, a klasszikus kémia eddig ismert módszereinek felhasználása útján, de elvi rendszeresség hiján.

A KFKI Kémiai Osztálya nemcsak ilyen, a nemzetközi magkémiai szakirodalomból többé-kevésbé ismeretes, de a mi sajátos hazai viszonyainkhoz gyakran nem is jól passzoló eljárásokat kíván követni, hanem nagymértékben támaszkodni fog azokra a teljesen eredeti, általános alapelvei felismerésekre, melyekhez a hazai atommagfizikokémiai megelőző kutatások, részben pedig saját kutatásaink elvezettek. E kutatások eredményeképpen ma már világosan lát-

juk azt, hogy a végtelen nagy higitásu anyag, amilyen pl. egy hor-
dozónélküli radioaktív izotóp vizes oldata, számos heterogén ve-
gyifolyamatban jelentős mértékben eltérő viselkedést mutat, sem-
mint ahogy azt a klasszikus fizikai kémia tanítja.

Különösen nagyjelentőségű a mi eddigi kutatásainknak az az
alapelvi eredménye, amely a fázis-határzónák átmeneti rétegeinek
felfedezésében és e sajátosságos részecskehalmazok (határfelületi
dinamikus hárttyák/ statisztikus termodinamikai, valamint kineti-
kai jellemzőinek felismerésében kulminált. Az átmeneti rétegek ál-
talanos elmélete igen sok hasznos utmutatással szolgált már eddig
is a magreakciók fizikokémiája és kémiai technológiája szempont-
jából és az ilyen, elméletileg is igazolt, tudományos értékű, tel-
jesen új tapasztalatok rendszerbe foglalása, kibővítése és tech-
nikai kiaknázása egyik nagyon fontos részét alkotja a mi izotóp-
előállító csoportunk kutatói tevékenységének.

Az eddigi rendszerezés eredményeit két nagy csoportra oszt-
hatjuk. Az egyik csoportba tartozó tudományos eredmények azoknak
a heterogénkinetikai jelenségeknek a tanulmányozása közben szü-
lettek meg, amelyekre az ioncsere-folyamatok jellemzők mint ele-
mi típus-folyamatok. Ilyenek az egymolekulás határfelületi
cserefolyamatokon kívül elsősorban az ioncserélő gyanták határ-
felületi rétegeire jellemző ion-kölcsönhatások, valamint a szil-
lárd oldatok (elegykristályok) keletkezésével kapcsolatos jelen-
ségek. A másik csoportba fogjuk sorolni azokat a heterogénkineti-
kai folyamatokat, melyekben az adszorpciónak van döntő szerepe
mint elemi típusfolyamatnak. Ilyenek a tulajdonképpen, egyszerű
adszorpció jelenségein kívül egyebek közt a pszeudodiffúzió, va-
lamint az elektrolízis, hogy csak a technikai szempontból legfon-
tosabbakat említsen. A két jelenség-csoport között mintegy közbülső
helyet foglal el az ún. belső adszorpció, melynek szintén igen
nagy jelentősége van a magreakciók kémiai technológiája szempont-
jából. Az átmeneti rétegek elméletének hatáskörébe tartozik - a-
mint ezt ma már egyre világosabban felismerjük - a folyadékos ex-
trahálás technológiája is, azonban ez utóbbival kapcsolatban az
izotóp-előállító csoportnak eddigelé még nem volt alkalma beha-
tóbb, rendszeres kutatásokat végezni, ennél fogva a mostani és a
következő beszámolóban a folyadékos extrahálás atommagkémiai vo-

natkozásaira még nem térhetek ki. A mai alkalommal az elegykristály-rendszerek és az ioncserés-rendszerek izotóp-kémiai jelentőségéről lesz szó, a következő jelentésünk pedig az adszorpció és az elektrolízis jelenségeire támaszkodó izotóp-előállítási módszereket fogja tárgyalni.

1. Határfelületi ioncserefolyamatok kinetikája

A határfelületi kicserélődési reakcióknak mint a heterogén rendszerekre jellemző tünetek különleges típusainak a létezésére több mint négy évtizeddel ezelőtt Hevesy György és F. Paneth, valamint munkatársaik hívták fel a figyelmet [1]. Régebben e reakcióknak inkább csak a végeredménye, a határfelületi kicserélődési egyensúly érdekelte a kutatókat és a magreakciók fizikokémiájában, valamint technológiájában is többnyire az ilyen, sztatikus állapotra vonatkozó ismeretek nyertek alkalmazást. Csak ujabban kezd utat törni magának az a felismerés, hogy a kicserélődési folyamatok kinetikájának is igen fontos szerepe lehet egyebek közt a radioaktív izotóp-készítmények technológiája szempontjából is. Hiányzott azonban az effajta jelenségek átfogó, egyetemes elmélete. Az ismeretes Paneth-féle elképzelés szerint a kicserélődési folyamatot az egyszerű izotóp-higitás analógiájára kellene fel-fognunk; ma már tudjuk, hogy ez a Paneth-féle gondolat a kicserélődéses rendszer egyensúlyi (sztatikus) jellegzetességét is csak igen fogyatékosan fejezi ki, magáról a kicserélődési folyamatról pedig semmit sem mond. Ez utóbbi szempontból lényeges haladást jelentett az a kinetikai elmélet, melyet X.W. Sheppard [2] és több más amerikai kutató [3] legújabbban javaslatba hozott.

Az amerikai kartársak gondolati konstrukciójának tárgya szintén az izotóp-higitás, ennek megfelelően tehát a kicserélődés fogalma úgy jelentkezik náluk is, mint valamely atomfajta (pl. radioaktív nyomozóelem) atomjainak, ionjainak vagy molekuláinak szétáramlása az anyagnak mindazon részleteibe (un. rekeszeibe, compartments), melyeket az illető radioaktív atomfajttával izotóp stabilis atomfajták vegyületei vagy oldatai alkotnak s amelyek egymással közvetlenül vagy valamely központi anyagrészlet közvetítése útján kapcsolatba juthatnak. Erről a Sheppard-féle

kicserélődés-kinetikai elméletről részletesen is volt már szó egyik multévi beszámolómban. Az elmélet komoly tudományos értékének elismerése mellett kimutattuk akkor, hogy ez az elmélet a klasszikus formális reakciókinetika gondolkörében mozog és megoldatlanul hagy számos olyan problémát, amely az izotóp-kémia szempontjából leginkább érdekelne bennünket. Mindenekelőtt azt szeretnők tudni - és erre vonatkozóan semmiféle támpontot nem nyújt a Sheppard-féle elmélet - hogy adott esetben milyen mértékűnek kell várnunk a kicserélődési reakció sebességét, valamint ennek eredményét, a kicserélődési egyensulyra jellemző eloszlási hányados számértékét.

A problémának ilyenén felvetése - amikor is magának a reakciósebességnek a számértékét az eloszlási koefficiens számértékével egyidejűen próbáljuk elemezni - a szokottnál nagyobb igényű, hiszen a klasszikus fizikai kémia tanítása szerint a reakciósebességnek és a kémiai egyensulynak egymáshoz semmi köze nincsen. Ha erről a szélsőséges álláspontról szemléljük és értékeljük a mi eddigi munkánk eredményét, akkor valóban jelentős előrehaladásról számolhatunk be; a mi vizsgálataink szerint ma már semmi kétség nem férhet annak az állításunknak a helyességéhez, hogy a határfelületi kicserélődési reakciók fajlagos sebessége szigorúan meghatározott, okozati kapcsolatban van a reakció eredményeképpen kialakuló egyensulyi eloszlás együtthatójának számértékével.

Igaz, hogy ez a törvényszerű kapcsolat nem egyszerű azonosság, hanem olyan, bonyolult megfontolásokkal és számításokkal igazolható összefüggés, melynek általános jellegét aligha sikerült volna felismernünk a határfelületi átmeneti fázisok felfedezése nélkül [4]. Csak ezeknek az átmeneti fázisoknak, dinamikus ionhártyáknak a statisztikus termodinamikai elemzése útján jutottunk el annak az általános igazságnak a felismeréséhez, hogy a határfelületi ionkicserélődési folyamat egyensulyi eloszlási együtthatója (k) móltört - értékekben kifejezve - két olyan tényező szorzatára bontható, melyek közül az egyik (\mathcal{K}^{-1}) a határfelület szerkezetétől független, valóságos termodinamikai állandó, a másik pedig (melyet $\frac{z}{X}$ törttel fogunk jelezni) a mindenkori felület szerkezetének függvénye; e két tényező az alábbi [1] egyenlet értelmében határozza meg az eloszlási együtthatót:

$$k = \frac{z}{X} \cdot K^{-1} \dots \dots \dots (1/)$$

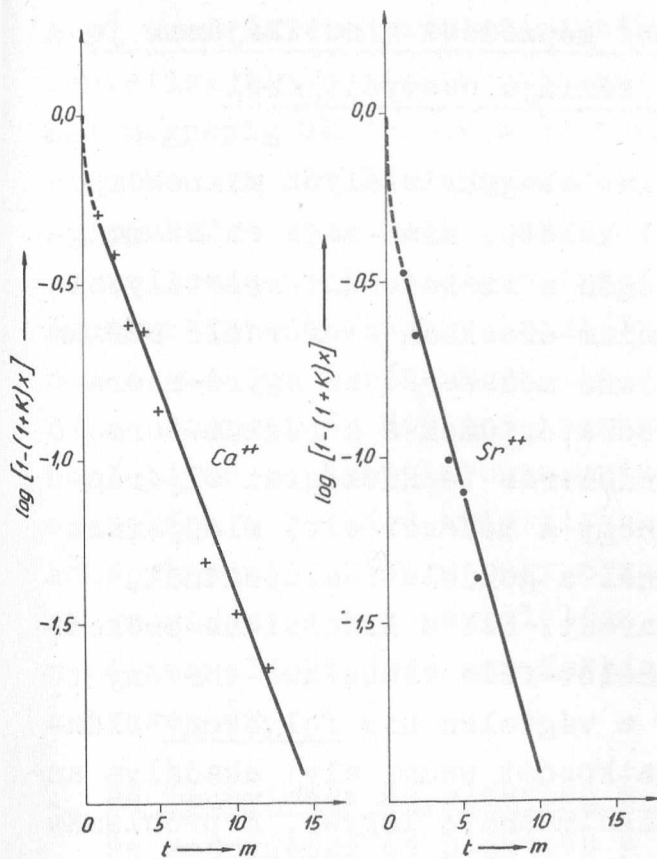
Az ebben az egyenletben szereplő z mennyiséget mint a szilárd felület kicserélődési aktivcentrumainak számát a kicserélődési Langmuir-féle izoterma egyik állandójaként lehet kísérletileg közvetlenül meghatározni, K^{-1} pedig az izoterma másik állandójának és $\frac{1}{z}$ -nek a hányadosaképpen határozható meg kísérletileg, végül pedig X a szilárd felület összes rácselemeinek számát jelenti. Nagyon fontos - és az átmeneti rétegek statisztikus termodinamikai elméletéből levezethető - tételes igazság az, hogy a kicserélődési folyamat aktiválási energiája (ξ_a) a $(\frac{z}{X})$ mennyiség ismeretében előre kiszámítható, ilymódon [5]:

$$\xi_a = -RT \ln \frac{z}{X} \dots \dots \dots (2/)$$

Mivel pedig az aktiválási energia segítségével a kicserélődési reakció fajlagos sebességét kiszámíthatjuk, míg a (2/) egyenlet jobb oldalán lévő (z) mennyiséget egyensúlyi izotermamérésekből nyerjük, ennél fogva a (2/) egyenlet valóban olyan összefüggést fejez ki, amilyenre az imént céloztam: ti. összefüggést egy folyamat sebessége és a rendszer egyensúlyi állapotára jellemző mennyiség (z) között.

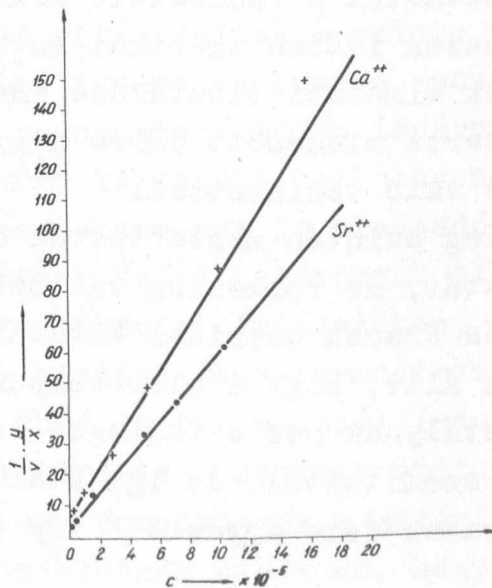
Ezt a (2/) egyenletet kísérletileg igen sok olyan heterogén rendszerre vonatkozóan igazoltuk már, melyben monomolekuláris határfelületi kicserélődési reakciók mennek végbe. Gyakorlatilag, a radioaktív izotópok hordozómentes elválasztásának technológiája szempontjából azonban sokkal jelentősebbek az olyan rendszerek, melyekben multimolekulás határrétegekre kiterjeszkedő cserefolyamatok játszódnak le; ilyenek pl. az ioncserélő gyantákkal összeállított heterogén rendszerek.

A KLTE fizikokémiai intézetében már eljutottunk olyan megfigyelésekig, melyek valószínűsítik azt a feltevésünket, hogy a (2/) egyenlet az ioncserélő gyantákra is alkalmazható. Az 1. és 2. ábra az evvel a munkahipotézissel végzett kísérleteink eredményeinek egyik részletét mutatja be. Amint az ábrákból láthatjuk, a $^{45}\text{Ca}^{++}$ és a $^{89}\text{Sr}^{++}$ ionfajtáknak a wofatit nevű kationcserélő gyantán történő kicserélődési egyensúlyát egyebek közt az jellemzi, hogy



1. ábra

Ca^{++} - és Sr^{++} - iónok kicserélődési izotermája a wofatit nevű kationcserélő gyantán. /Hőmérs.: 25 C°/.



2. ábra

$^{45}Ca^{++}$ - és $^{90}Sr^{++}$ - iónok kicserélődési sebessége a wofatit nevű kationcserélő gyantán /Hőmérs.: 25 C°/.

$$\left(\frac{1}{z}\right)_{Ca^{++}} > \left(\frac{1}{z}\right)_{Sr^{++}}$$

vagyis $z_{Ca^{++}} < z_{Sr^{++}}$

Ugyanakkor azt is észrevesszük, hogy a két ionfajta kicserélődésének fajlagos sebessége (v_s) is ily értelemben viszonylik egymáshoz [6]

$$(v_s)_{Ca^{++}} : (v_s)_{Sr^{++}} =$$

$$= \frac{(1 + 1/k)_{Sr^{++}}}{(1 + 1/k)_{Ca^{++}}} \cdot \frac{t_{Sr^{++}}}{t_{Ca^{++}}}$$

$$\frac{\ln[1 + (1 + 1/k)x]_{Ca^{++}}}{\ln[1 - (1 + 1/k)x]_{Sr^{++}}}$$

(x = a t időpontig kicserélődött mennyiség).

Persze az egyetemi intézet e problémának inkább csak az alapelvi vonatkozásait kívánja feltárni; a technológiai vonatkozások kidolgozását a KAR-kémiai osztály izotóp-előállító csoportja vette kézbe, amint erről Molnár Ferenc beszámolója tájékoztatni fog bennünket.

2. Szilárd oldatok /elegykristályok/ képződési kinetikájának jelentősége a radioaktív izotópok kémiája szempontjából

A radioaktív atomfajtáknak mint elegykristályok mikrokomponenseinek tanulmányozása olyan régi keletű, mint maga az atommagkémia: Curiené már a múlt század végén a frakcionált kristályosítást alkalmazta a rádiumnak az uránium-ércekben előforduló bárium mellől történő elválasztására. Curiené módszerét az egyre-másra létesülő korabeli rádium-kémiai laboratóriumok s a rádium-termelő nagyipari üzemek is átvették és rendszeres technológiai eljárás-sá fejlesztették anélkül azonban, hogy a módszer elvi alapjainak kutatásában tovább mentek volna annál a gondolati alapzatnál, mely a klasszikus kémiából reánk maradt. Ezt a klasszikus örökséget pedig az ismeretes Nernst-Berthelot-féle eloszlási törvény fejezi ki. Eredetileg ez a törvény a végtelen híg folyékony oldatokra vonatkozott, azonban nem mutatkozott semmi elvi akadálya annak, hogy a szilárd oldatokra is alkalmazható legyen. A problémát ilyen szempontból, teljes szabadsággal elsőnek N. Chlopin leningrádi magkémikus fogalmazta meg 1925-ben [7]. Chlopin és munkatársai még formailag is megtartották a Nernst-Berthelot-féle eloszlási egyenletet olyképpen, hogy a szilárd fázisu makrokristály fajlagos térfogategységére vonatkoztatták a radioaktív mikrokomponens mennyiségeit. Csaknem ugyanazon időben amerikai kutatók is hozzászóltak a problémához, melynek elméleti tisztázása immár sürgetően szükségessé vált, a világszerte mindenütt egyre nagyobb arányokban fejlődő rádiumtermelésre való tekintettel.

Az amerikai kutatók lényegileg szintén megtartották a Nernst-Berthelot-féle elmélet alapgondolatát, de formailag változtattak az eredeti egyenleten. Henderson és Kracek amerikai kutatóknál /1927/ ez a változtatás csak abban állt, hogy a mikrokomponens mennyiségeit a makrokomponens-kristálynak nem a fajlagos térfogategységére, hanem a tömegegységére számították. Az így átalakított eloszlási egyenlet (a Henderson-Kracek-féle egyenlet) így szól [8]

$$\frac{\text{Ra mennyisége a kristályban}}{\text{Ba mennyisége a kristályban}} = D^x \cdot \frac{\text{Ra mennyisége az oldatban}}{\text{Ba mennyisége az oldatban}}$$

A D^x dúsítási tényező számértékére nézve csak általánosságban jelentettek ki annyit, hogy ennek értéke nagyobb is lehet az egységnél, mégpedig akkor, ha a Ra-mennyiség a kristályban viszonylag (az oldatban maradt Ra-mennyiséghez képest) nagyobb, mint a báriumé /ilyenkor a rádiumnak a kristályban való feldúsulásáról beszélünk, ha szakaszosan kristályosítunk/, de lehet az egységnél kisebb is /amikor is a szakaszos kristályosítás folyamán a rádium az oldatban dúsul fel a báriumhoz viszonyítva/.

Doerner és Hoskins, ugyancsak amerikai kutatók viszont /1925-ben/ olyan tapasztalatokra mutattak rá, melyek szerint a rádium eloszlása a szilárd kristályban nem egyenletes, hanem a kristály középpontjától kifelé vagy növekszik vagy csökken a rádium koncentrációja; ennek megfelelően a szakaszos kristályosítás eredményeit az alábbi (Doerner-Hoskins-féle) egyenlet foglalja össze helyesen [9]:

$$\ln \frac{\text{Ra mennyisége az oldatban a kristályosítás előtt}}{\text{Ra mennyisége az oldatban a kristályosítás után}} =$$

$$= \lambda \cdot \ln \frac{\text{Ba mennyisége az oldatban a kristályosítás előtt}}{\text{Ba mennyisége az oldatban a kristályosítás után}}$$

E kétfajta egyenlet érvényessége körül nagyon élénk és szenvedélyes viták dultak - szinte a legutóbbi időkig - a különböző magkémiai intézetek kutató-csoportjai között, de a vitát nem sikerült megnyugtató módon lezárni. Ugy gondolom, ebből a tényből azt a következtetést kell levonnunk, hogy a klasszikus kémia gondolat-rendszere nem is elegendő arra, hogy a tisztánlátáshoz hozzásegítsen. Ezért határoztuk el néhány évvel ezelőtt a debreceni KLTE. fizikokémiai intézetében, hogy meg fogjuk kísérelni a szilárd oldatok statisztikus-termodinamikai elméletének rendszeres kiépítését, abból a feltevésből indulván ki, hogy az elegykristály-rendszerekre is - csakugy mint mindenfajta heterogén rendszerre - kell, hogy vonatkozzék a határfelületi átmeneti fázisok elve. Az első gondolatunk tehát az, hogy az elegykristályok lényeges tulajdonságait azokból az elemi folyamatokból kell levezetnünk, amelyek az illető elegykristály képződése közben a mindenkor határzónákban lejátszódnak s amely elemi folyamatok szempontjából nyilván döntő jelentősége van az átmeneti rétegeknek. Ez a felfogás

az elegykristály képződésére mint sajátos kémiai mozgásra tereli a figyelmet, ennél fogva a mi értelmezésünk szerint a klasszikus kémia sztatikus anyagszemlélete helyére a mozgás okainak statisztikus elemzését kell állítanunk.

Bizonyos fokig már az előbb tárgyalt Doerner-Hoskins-féle egyenlet is megfelel ennek a mozgás-elemző principiumnak, legalábbis formailag. Ma már igen sok olyan kísérleti bizonyítékunk van, mely amellettszól, hogy a Doerner-Hoskins-féle egyenlet akkor felel meg a valóságnak, ha az elegykristály igen lassan növekszik pl. azáltal, hogy az oldat fölötti légáramlással állandó, de nagyon csekélyke teltelítést idézünk elő. Ilyen feltételek között a makrokristály mindenkori felületén többé-kevésbé szigorú értelemben vett kicserélődési egyensúly áll be, melyet az jellemmez, hogy a mikrokomponens kicsapódásának sebessége $(= \frac{d\xi}{dt})$ arányos a makrokomponens kicsapódási sebességével $(= \frac{dx}{dt})$, vagyis

$$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\xi}{dt} = k^* \cdot \frac{1}{y} \cdot \frac{dx}{dt} \quad \dots \dots \dots (3)$$

ahol η, y = a mikro- illetve makrokomponens mennyisége az oldatban, k^* pedig a két komponens ionjainak határfelületi kicserélődési kölcsönhatására jellemző állandó. Ennek az egyenletnek az integrálása valóban az előbb tárgyalt Doerner-Hoskins-féle egyenlethez vezet. Mi azonban mindjárt tovább megyünk egy lépéssel; amig ugyanis Doerner és Hoskins nyitva hagyták a k^* állandó számértékének a kérdését, mi megkíséreljük ennek a k^* állandónak a statisztikus-termodinamikai értelmezését illetve kiszámítását is. Ennél a vállalkozásnál fel fogjuk használni mindazokat a tapasztalatokat, melyekhez a preformált kristály-felületeken végbemenő kicserélődési reakciók rendszeres tanulmányozása eredményeképpen eljuthatunk.

Eddig ilyen vonatkozásban annyit biztosan állithattunk, hogy

$$k^* = \gamma_{sz} \cdot K_{sz}^{-1} \quad \dots \dots \dots (4)$$

ha γ_{sz} -szel jelöljük a mikrokristály aktivitási együtthatóját a makrokristály szilárd felületére vonatkozóan, K_{sz}^{-1} pedig a szilárd felületen kötött mikrokristály oldékonyságát jelenti, az anyakristály oldékonyságára mint egységre vonatkoztatva. Mivel

$$\gamma_{sz} = \frac{\Delta z}{\Delta x}$$

(ahol Δz a Δx véges nagyságu szilárd felület kicserélődési centrumainak számát jelenti), ennél fogva a /3/ egyenlet szerint az áll, hogy

$$\frac{d\xi}{\eta} = \left(\frac{\Delta z}{\Delta x} \cdot \mathcal{K}_{sz}^{-1} \right) \cdot \frac{dx}{y}$$

vagy ha $\eta_0 = a$ és $y_0 = b$, akkor /figyelembe véve azt, hogy

$$\xi = a - \eta, \text{ illetve}$$

$$\eta = a - \xi, \text{ továbbá}$$

$$y = b - x \quad /, \text{ ezt kapjuk:}$$

$$\ln \frac{a - \xi}{a} = \left(\frac{\Delta z}{\Delta x} \cdot \mathcal{K}_{sz}^{-1} \right) \ln \frac{b - x}{b} \quad \dots \quad (5)$$

Ez az egyenlet formailag megegyezik a Doerner-Hoskins-féle egyenlettel, de tartalmilag több annál, mert az eloszlási hányados abszolút számértékére nézve határozott kijelentést tartalmaz:

$$k^* = \lambda = \frac{\Delta z}{\Delta x} \cdot \mathcal{K}_{sz}^{-1} \quad \dots \quad (6)$$

A Henderson-Kracek-féle egyenlet állandójának (D^*) statisztikus-termodinamikai értelmezése és kiszámítása már körülményesebb; a külföldi magkémiai kutató intézetek között is ekörül volt és van még ma is a legnagyobb vita. A Chlopin-iskola kutatói azt vallják [10], hogy azért érvényes a Nernst-Berthelot-féle (illetve a Henderson-Kracek-féle) egyenlet, mert a mikrokomponens szabadon mozoghat a szilárd fázis belsejében. Több kutató azonban kimutatta /egyebek közt a Hahn-féle emanációs módszer segítségével [11]/, hogy a Chlopin-iskolának ez a felfogása nem helytálló, sőt az is kiderült a kísérletes vizsgálatokból, hogy a kristályosodás sebessége is befolyásolhatja az eloszlási hányados (D^*) értékét. Általában akkor állapíthatjuk meg a Henderson-Kracek-féle egyenlet teljes érvényét, ha jelentékenyen tultelített oldatokból állítjuk elő az elegykristályt, mégpedig úgy, hogy a tultelítés teljességgel megszűnjék. Ennek a kísérleti ténynek a magyarázatát nem sikerült megtalálni a klasszikus kémia elvi talaján.

Több sikerrel kecsegtet az átmeneti rétegek elvének alkal-

mazása. Amint már a mult év végén tartott itteni beszámolóimban kifejtettem, az átmeneti rétegek azáltal jönnek létre [12], hogy a már jelenlévő szilárd fázis felületébe ütköző ionok az ütközés kezdeti szakaszában aperiódikus-anharmónikus rezgések sorozatában közelednek a szilárd falhoz, amig aztán egy bizonyos kritikus (r_k) távolságban bekövetkezik a ráccsal való közvetlen kölcsönhatás (ionkicserélődés, vagy kémiai adszorpció). Az aperiódikus-anharmónikus rezgés állapotában lévő ionhalmaz alkotja az átmeneti réteget. Ennek az ionhalmaznak a keletkezését jellemző szabadentalpia-különbség (ΔG_a) egyben reakciógátlást is jelent az ionkicserélődés (vagy a kémiai adszorpció) szempontjából oly értelemben, hogy a mindenkori határzónában lévő ionok aktivitási együtthatója (a szilárd fázisra vonatkozóan) a szabadentalpia számértéke szerint tér el az egységtől:

$$\gamma_{sz} = \exp \left(-\frac{\Delta G_a}{RT} \right) \dots \quad /7/$$

Másfelől viszont ΔG_a számértékét egyértelmű módon meghatározza a felületen már lecsapódott egész anyagmennyiség fugacitásának és az egyes ütköző részecskék rácsához való affinitásának egymáshoz való viszonya. Ezt a viszonyt az un. effektív diffúzió-együtthatóval (\mathcal{D}_e) fejezhetjük ki [13], mely lényegileg azt jelzi, hogy milyen sebességgel épülnek be a rácsba a kritikus (r_k) távolságban összegyűlemlő részecskék a visszaoldódás sebességéhez képest. Ha a rendszer nem-stacionárius állapotban van, pl. ha az elegykristály nagymértékben teltelített oldatból növekszik, akkor az effektív diffúzióegyüttható (\mathcal{D}_e) számértéke nagyobb, mint amikor a rendszer már elérte a közel-egyensúlyi (stacionárius) állapotot, viszont nagyobb \mathcal{D}_e számértékéhez nagyobb aktivitási együttható (γ_{sz}) -érték és ennek megfelelően nagyobb eloszlási együttható ($d\xi/\eta$) -érték tartozik.

E megfontolások matematikai részleteitől most el kell tekintenünk, csak végeredményképpen idézem a számításoknak azt a részletét, amely szerint az átmeneti réteg szabadentalpia-értéke az ilyen rendszerekben mind a makrokomponens koncentrációjával ($\frac{y}{y_f}$), mind pedig a mikrokomponensével ($\frac{z}{z_f}$) változik, még pedig első közelítésben az alábbi egyenlet szerint [14]:

$$\Delta G_a \approx RT \ln \frac{\eta}{y} + RT \ln (\text{const}) \dots \quad /8/$$

vagyis /az eddig elmondottak értelmében/:

$$\frac{\Delta z}{\Delta X} \approx \exp \left[-\frac{\Delta G_a}{RT} \right] \approx \text{Const.} \cdot \frac{y}{\eta} \dots \quad /9/$$

Ha ezt az értéket a megelőzőekben kifejtett, az elegykristályképződés kinetikájára vonatkozó differenciál-egyenletbe helyettesítjük, a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{d\xi}{\eta} = \frac{dx}{y} \cdot (\text{Const.} \cdot \mathcal{H}_{sz}^{-1}) \cdot \frac{y}{\eta}, \text{ vagyis } d\xi = (\text{Const.} \cdot \mathcal{H}_{sz}^{-1}) \cdot dx \quad /10/$$

A "Const" számértékét úgy küszöböljük ki, hogy a végső egyensúly állapotára vonatkoztatjuk a kifejtett összefüggéseket:

$$\frac{\Delta z}{\Delta X}_{\infty} = \text{Const.} \cdot \frac{y_{\infty}}{\eta_{\infty}}, \quad \text{vagyis: } \text{Const} = \frac{\eta_{\infty}}{y_{\infty}} \cdot \left(\frac{\Delta z}{\Delta X} \right)_{\infty} \dots \quad /11/$$

E helyettesítéssel végülis azt kapjuk, hogy:

$$\Delta \xi = \left[\left(\frac{\Delta z}{\Delta X} \right)_{\infty} \cdot \mathcal{H}_{sz}^{-1} \cdot \frac{\eta_{\infty}}{y_{\infty}} \right] \cdot \Delta X; \quad \left\{ \begin{array}{ll} \Delta \xi = [R_a] & \text{a kristályban} \\ \Delta X = [B_a] & \text{"} \\ \eta_{\infty} = [R_a] & \text{az oldatban} \\ y_{\infty} = [B_a] & \text{"} \end{array} \right\} \dots /12/$$

tehát formailag a Henderson-Kracek-féle egyenletet igazoltuk anélkül, hogy a szilárd kristály belsejében szabad ionvándorlást kellett volna feltételeznünk. Egyuttal azonban itt is tovább mentünk, mert kimutattuk, hogy

$$\mathcal{D}^* = \left(\frac{\Delta z}{\Delta X} \right)_{\infty} \cdot \mathcal{H}_{sz}^{-1} = \lambda \dots \quad /13/$$

ami teljességgel meg is felel a kísérleti tapasztalatoknak.

A most következő lépés, amellyel az elegykristályképződés kinetikájának elméletét előbbre akarjuk vinni és az izotóp-termelés technológiájában gyakorlatilag is értékesíteni kívánjuk, a zárványképződés feltételeinek a kivizsgálása. Az előbbieken kifejtett kinetikus egyenletek már olyan kicsapódási folyamatokra vonatkoztak, melyek kisebb-nagyobb mértékben eltértek a stacioná-

rius állapottól, de azért ezt az eltérést még a korrekció-számítás módszerével jól ki tudtuk fejezni. Ha azonban a kristályképződés sebessége bizonyos kritikus számértéket meghalad, akkor az eddigi értelemben vett stacionárius állapothoz való igazodás már teljesen illuzórikussá válik, mert a felületről való visszaoldódás sebessége mindinkább elhanyagolhatóvá lesz a lecsapódás sebességéhez képest. Ilyen körülmények közt a radioaktív mikrokomponens kicsapódásának sebessége is hirtelen megnőhet: zárványképződés léphet fel.

A makrokomponensre vonatkozóan aránylag egyszerű szabály eligazíthat bennünket a kritikus kicsapódási sebességet illetően. Mindaddig, amíg a növekvő kristály felületén jó közelítéssel kicserélődési /illetve adszorpciós/ egyensúlyi állapotot tételizhetünk fel, a kristálynövekedés sebességét az alábbi egyenlettel jellemezhetjük:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{D_i \cdot \Delta F}{\Delta l} \cdot \frac{\Delta \zeta}{\Delta X} \cdot (\zeta - \zeta_\infty) \dots \dots \quad /14/$$

/C, C_∞ = a makrokomponens koncentrációja a tetszésszerű t időpillanatban, ill. a végső egyensúlyban, D_i = diffúzióegyüttható a növekvő kristály felületéhez tapadó Δl vastagságu folyadékrétegben./

A felületi ionok kristálynövekedési /adszorpciós/ együtt-hatója ($\frac{\Delta \zeta}{\Delta X}$) az egészen minimális túltelítések tartományában egyenlő a fent definiált határértékkel ($\frac{\Delta \zeta}{\Delta X}$)_∞, de amint a túltelítés [C-C_∞] mértékét növeljük, $\frac{\Delta \zeta}{\Delta X}$ értéke előbb lassan, majd rohamosan közeledik az egységhez. Attól kezdve, hogy $\frac{\Delta \zeta}{\Delta X} = 1$, a kristálynövekedés sebessége az ismeretes Nernst-féle /maximális/ sebességet veszi fel.

A mikrokomponensre nézve azonban ez a kritikus túltelítési számérték kisebb is, de nagyobb is lehet, mint az anyakristályra nézve, hiszen az előbbieket szerint általában az áll, hogy:

$$\frac{d\xi}{dt} = \left[\frac{\eta_\infty}{\gamma_\infty} \cdot \left(\frac{\Delta z}{\Delta X} \right)_\infty \cdot \mathcal{H}_{sz}^{-1} \right] \cdot \frac{dx}{dt} = \left[\frac{\eta_\infty}{\gamma_\infty} \cdot \left(\frac{\Delta z}{\Delta X} \right)_\infty \cdot \mathcal{H}_{sz}^{-1} \right] \cdot \frac{D_i \Delta F}{\Delta l} \cdot \frac{\Delta \zeta}{\Delta X} \cdot (\zeta - \zeta_\infty) \dots /15/$$

Viszont a mikrokomponens kicsapódásának sebességét így is kifejezhetjük:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{D_i \cdot \Delta F}{\Delta l} \cdot \frac{\Delta z}{\Delta X} \cdot \frac{\eta - \eta_\infty}{V} \dots \quad /15a./$$

A /15a./ egyenlet szerint a mikrokomponens kicsapódásának fajlagos sebessége $(= \frac{V}{\eta - \eta_\infty} \frac{d\xi}{dt})$ annál a kritikus (C^*) teltelítési koncentrációnál éri el a maximális (Nernst-féle) értéket, melyre nézve $\frac{\Delta z}{\Delta X} = 1$, ennél fogva a kritikus teltelés (C^*) számértékét a /15/ és /15a./ egyenletek jobboldalainak alábbi egybevetése szabja meg (egyenlő értékűnek feltételezve a makro- és a mikrokomponens D diffúzióegyütthatóját):

$$\frac{V}{\eta^* - \eta_\infty} \cdot \left(\frac{d\xi}{dt} \right)_{t \rightarrow 0} = \frac{\eta_\infty}{\eta^*} \cdot \left(\frac{\Delta z}{\Delta X} \right)_\infty \cdot \mathcal{H}_{sz}^{-1} \left(\frac{\Delta \xi}{\Delta X} \right)_{kr} \cdot \frac{\mathcal{C}^* - \mathcal{C}_\infty}{\eta^* - \eta_\infty} \cdot \frac{D_i \cdot \Delta F}{\Delta l} \cdot V = \frac{D_i \cdot \Delta F}{\Delta l},$$

vagyis

$$\mathcal{C}^* - \mathcal{C}_\infty = \frac{1}{V} \cdot \frac{\eta_\infty}{\eta^*} \cdot \frac{\mathcal{H}_{sz}}{(\Delta z / \Delta X)_\infty} \cdot \frac{\xi_\infty}{(\Delta \xi / \Delta X)_{kr}} \dots \quad /16/$$

ahol $\xi_\infty = \eta^* - \eta_\infty$ a mikrokomponens teljes kicsapható mennyisége, az eredeti $(\frac{\eta^*}{V})$ kritikus koncentrációval jellemzett kritikus teltelítési állapot és az egyensúlyi $(\frac{\eta_\infty}{V})$ koncentrációval jellemzett állapot között.

Ha ismerjük az anyakristály felületi aktivitásának mint a teltelés mértékének függvényét:

$$\frac{\Delta \xi}{\Delta X} = f(\mathcal{C} - \mathcal{C}_\infty)$$

akkor a /16/ egyenlet a konkrét számításoknál is jó szolgálatot tehet.

Az $f(\mathcal{C} - \mathcal{C}_\infty)$ függvényt illetően a régebbi vizsgálataink csak azt a hozzávetőleges eredményt szolgáltatottak [12], hogy ha a szilárd fázis kristálykái nem túl kicsiny mértékűek, akkor

$$\left(\frac{\Delta \xi}{\Delta X} \right)_\infty \approx \frac{\mathcal{C}_{krit} - \mathcal{C}_\infty}{\mathcal{C}_\infty} \quad (\text{Az anyakristályra nézve!}) \quad /17/$$

Ez persze nem elegendő a probléma megoldásához; éppen ezért a debreceni KLTE fizikokémiai intézetében kb. egy évvel ezelőtt újból elővettük a PbSO_4 kristálynövekedés problémáját és most úgy látszik, hogy sikerül e kristályra nézve megszerkesztenünk az $f(\mathcal{C} - \mathcal{C}_\infty)$ függvényt. Közben itt, az izotópelőállító csoporton belül megkezdtek és jelentősen előre is vittük már a $\text{PbSO}_4 - {}^{140}\text{Ba}^{++}$ valamint a $\text{PbSO}_4 - {}^{90}\text{Sr}^{++}$ rendszerek tanulmányozását

a zárványképződés szempontjából; mindkét rendszernek igen nagy magkémiai-technikai jelentősége van.

Az $f(C-C_\infty)$ függvény számértékeinek ismeretét feltételez-
vén, az említett két elegykristály-rendszerben várható kritikus
teltelési értékeket /mint a zárványképződés kezdetét jelző kon-
centráció értékeket/ az alábbi egyenletek módján fogjuk megkisé-
relni.

A megelőző fejtegetések értelmében az áll, hogy

$$\frac{\xi_\infty}{\eta_\infty} = D^* \frac{x_\infty}{y_\infty}$$

Ez az egyenlet mindaddig fennáll, amíg a mikrokomponens kicsapó-
dása stacionárius folyamatnak tekinthető, azonban a kritikus (C^*)
koncentráció feltétele mellett (mint nem-stacionárius állapotban)
a (D^*) feldusulási együttható számértéke már eltérhet a normális
(stacionárius állapotra jellemző) D^* számértéktől. Általában te-
hát e nem-stacionárius állapotban a

$$\left(\frac{\xi_\infty}{\eta_\infty} \right)_{kr} = D_{kr}^* \frac{x_\infty}{y_\infty}$$

egyenlettel számolunk, melyben D_{kr}^* eltérhet D^* fenti /13/ egyenlet
szerinti/ számértékétől. Ennek szem előtt tartásával, figyelembe
véve még azt is, hogy

$$\frac{1}{V} \cdot y_\infty = C_\infty ,$$

a következő összefüggéshez jutunk:

$$\frac{C^* - C_\infty}{C_\infty} = D_{kr}^* \frac{x_\infty}{y_\infty} \cdot \frac{H_{sz}}{(\Delta z / \Delta X)_\infty} \cdot \frac{1}{f(C^* - C_\infty)}$$

Ha figyelembe vesszük még azt is, hogy $\frac{C^* - C_\infty}{C_\infty} = \frac{x_\infty}{y_\infty}$ azt kap-
juk, hogy

$$f(C^* - C_\infty) = D_{kr}^* \cdot \frac{H_{sz}}{(\Delta z / \Delta X)_\infty} \dots \dots \dots /18/$$

ha pedig az $f(C^* - C_\infty)$ számértéke ismeretes, akkor ebből maga a
($C^* - C_\infty$) is levezethető, illetve ha kísérletileg meghatároztuk
($C^* - C_\infty$) számértékét, akkor a /18/ egyenlet alapján kiszámíthat-
juk, mily mértékben tér el a dusitási tényező (D_{kr}^*) számértéke a
szigorú termodinamikai egyensúly feltételeihez definiált dusitási
tényező (D^*) számértékétől.

Ha a mikrokomponens sokkal jobban oldódik, mint az anyakristály, akkor a kritikus koncentráció jóval nagyobb teltelítésnek felel meg, olyan tartományban, ahol már $f(C^* - C_\infty) = 1$. Egyenletünk tehát így alakul:

$$\frac{\eta_\infty}{\eta^*} \cdot \left(\frac{\Delta Z}{\Delta X} \right)_\infty \cdot \mathcal{H}_{sz}^{-1} \cdot (C^* - C_\infty) = \frac{1}{V} \cdot (\eta^* - \eta_\infty)$$

Itt $\eta_\infty \neq \eta^*$ hanem $\eta_\infty \approx \left(\frac{\Delta Z}{\Delta X} \right)_\infty \eta^*$ és ha $\left(\frac{\Delta Z}{\Delta X} \right)_\infty$ kicsiny az egy-
séghez képest (mint pl. a PbSO_4 - $^{90}\text{Sr}^{++}$ rendszerben), akkor

$$\frac{C^* - C_\infty}{C_\infty} \approx \frac{\eta^*}{\eta_\infty} \cdot \frac{\mathcal{H}_{sz}}{(\Delta Z / \Delta X)_\infty} \dots \dots \dots /19/$$

Ebből C^* értéke kiszámítható.

Ezen egyenletek jelentéstartalmának lényegét szavakban úgy foglalhatjuk össze, hogy a szilárd oldatok összetételét kifejező paraméterek változhatnak aszerint, hogy az elegykristály keletkezése közben milyen közelítésben voltak meg a termodinamikai egyensúly feltételei. Ennek a felismerésnek a gyakorlati tanulságait máris alkalmaztuk a radioaktív ^{140}Ba -izotóp előállításánál [15], illetve az urániumhasadási termékek közül oly módon történő elkülönítésénél, hogy a radioaktív báriumkészítményt nyomokban sem szennyezzék az ugyancsak hasadási termékeként keletkező stroncium-izotópok. A szilárd oldatok keletkezése kinetikájának újabb, gyakorlatilag értékesíthető tanulságairól Tóth Béla beszámolója fog bennünket tájékoztatni.

3. Kristályos anyagok felületének meghatározása radioaktív nyomjelzéssel

Az előbbiekből kitűnik, hogy a radioaktív izotópok fizikai kémiája és kémiai technológiája szempontjából a határfelületi jelenségeknek van különleges jelentősége. A határfelületi kémia a kémiának egyik legújabb ágazata, amelynek fejlődéséhez különösen a Langmuir-féle adszorpciós elmélet megszületése /1916/ szolgáltattott igen hatásos impulzusokat; ez az elmélet alkalmazta első ízben tudatosan azt a fogalmat, amely a mi mostani fejtegetéseinkben is oly sűrűn előfordul: a szilárd felület aktivcentrumainak számát. Langmuir még úgy látta, hogy ez a szám megegyezik a szil-

lárd fal rácselemeinek számával, vagyis - a mi előbbi egyenleteinkben használt szimbolika értelmében: $\Delta z = \Delta X$ (a kicserélődési folyamatokra nézve), illetve $\Delta \zeta = \Delta X$ (az adszorpciós folyamatokra nézve) - azonban ma már tudjuk, hogy ez a Langmuir-féle hipotézis inkább csak kivételképpen teljesül néha, de általában $\Delta z \neq \Delta X$ és $\Delta \zeta \neq \Delta X$. Azt is tudjuk ma már, hogy a $\Delta z / \Delta X$ ill. $\Delta \zeta / \Delta X$ viszonyszám /melyet mi az előbbiekben a felületi rétegben kötött részecskék aktivitási együtthatójának neveztünk/ igen nagy mértékben jellemző a szilárd felület szerkezetére, de ugyancsak jellemző az illető határfelületi reakció kémiai természetére nézve is. Nyilvánvaló, hogy ha az atommagkémiát tudományos szinten akarjuk művelni és fejleszteni - amihez a határfelületi vegyfolyamatok alapos ismerete elengedhetetlenül szükséges - akkor részletes tájékozódást kell szereznünk ennek a határfelületi aktivitási együtthatónak a számértékei felől. Ennek az aktivitási együtthatónak a képletében szereplő egyik mennyiséget (Δz ill. $\Delta \zeta$) a Langmuir-féle izoterma-módszerrel, tehát általánosan ismeretes módon, közvetlen kísérleti adatokból könnyen kiszámíthatjuk; sokkal nehezebb feladat azonban a szilárd felület összes rácselemei számának (ΔX -nek) a kísérleti meghatározása.

Szilárd anyagok felületének meghatározásával már Langmuir előtt is, még inkább pedig az ő fellépése óta igen sok kutató foglalkozott, főleg a klasszikus kémia nyújtotta lehetőségek határain belül [16]. E próbálkozások kritikai áttekintése kívül áll ennek a mi beszámolónknak a keretén, annyit azonban legyen szabad mégis megemlítenem, hogy ezidő szerint a Brunauer-Emmett-Teller-féle adszorpciós elméletet tartják olyannak [17], amelynek utmutatásai segítségével kielégítő pontosságot sikerül elérni - természetesen olyan szilárd felületek számértékének meghatározásában, melyeken jól mérhető mértékben adszorbeálódik valamilyen gázalakú anyag; ez a B.E.T.-féle elmélet ui. (mint a Langmuir-féle elméletnek vastag adszorpciós rétegekre való kiterjesztése) gázadszorpcióra vonatkozik. Azonban a mi atommagkémiái gyakorlatunkban előforduló anyagrendszernek általában nem ilyen természetűek. Mi legtöbbször ion-kristályos anyagokkal vagy ioncserélő aggregátumokkal vagyunk kénytelenek nap mint nap feldolgozni a magreakciók termékeit, már pedig az ilyen ionrácsok vagy ioncserélő

anyagok a gázokkal szemben többnyire igen rossz adszorbensek; azonkívül persze az is lényeges szempont, hogy a gázok adszorpciójának vizsgálata még olyankor is körülményes, amikor az adszorpció igen nagymértékű. Ha ilyen szempontok oldaláról elemezzük a határfelületi kémiának ezt a sarkalatos problémáját, akkor könnyen megérthetjük, hogy miért aratott olyan nagy sikert F. Paneth [18] /1922 körül/ azzal a tudományos felfedezésével, mely szerint a határozott, jól definiált oldékonysággal bíró kristályos anyagok felületének (ΔX -értékének) kísérleti meghatározása lehetségesnek látszott a radioaktív indikátorok igen könnyen kezelhető, rendkívül egyszerű módszerével.

Sajnos, a Paneth-féle módszerhez fűzött derülátó reményések nem váltak valóra, vagy csak igen csekély részletükben váltak valóra. Már maga Paneth és munkatársai beszámoltak olyan jelenségekről, melyek azt mutatták, hogy a határfelületi kicserélődési folyamatok igen gyakran jóval bonyolultabbak, semmint ahogy Paneth feltételezte; általában kisebb a kicserélődés mértéke, mint ahogyan azt Paneth elképzelése szerint várnók. A Paneth-féle iskola nem is próbálta meg ennek a szembetűnő jelenségnek a mélyebb tanulmányozását; csak később kerülhetett erre sor (az 1930-as évek végén), amikor itt Budapesten, a Tudományegyetem akkori radiológiai intézetében már elég tapasztalat állt rendelkezésünkre a radioaktív ionfajták határfelületi reakcióinak mechanizmusát illetően.

E tapasztalatok egyértelműen arra utalnak, hogy az ionrácsos szilárd anyagok felületén lejátszódó kicserélődési folyamatokat és adszorpciók jelenségeket a kinetikai elemzés módszerével érthetjük meg valójában, nem pedig a sztatikus termodinamika módszerével. E kétfajta nézőpontnak (a kinetikai és a termodinamikai szempontnak) az egymáshoz való viszonya persze akkoriban még nem volt egészen világos, mégis eljutottunk annyira, hogy a nyomjelzős radioaktív atomfajta határfelületi eloszlásának hőmérséklet szerinti változása jelentőségére rámutathattunk. Az eloszlási együtthatók ismeretében szerkesztett kicserélődési izotermák Δz -állandójának hőmérsékleti együtthatóját formailag a vegyfolyamatok reakciókinetikai elméletének hasonlatosságára értelmeztük és így eljutottunk ahhoz a következtetéshez, hogy a kicserélődést

szervenő radioaktív ionfajta határfelületi aktivitási együtthatója a hőmérséklettel így változik [19]:

$$\frac{\Delta z}{\Delta X} = \exp \left(- \frac{\text{konstáns}}{T} \right) \dots \dots \dots /20/$$

A "konstáns" értelmét pedig a kicserélődési folyamat aktiválási energiájának (tehát egy entalpia-jellegű energiameennyiségnek) hipotézisével próbáltuk megadni. (Magát a kísérleti módszert később azután amerikai kutatók is átvették tőlünk [20], bár kétségbevonták, hogy a "konstans"-nak ilyen aktiválási-energia-szerű magyarázata egyetemesen helytálló).

Azóta igen messzemenően sikerült a radioaktív ionfajták határfelületi kémiáját továbbfejlesztenünk; a határfelületi átmeneti rétegek felfedezésével pedig roppant széles és igen szilárd kísérleti bázist sikerült megteremtenünk a heterogén reakciók kinetikájának teljesen új hullámelmélete rendszeres és fokozatos kiépítéséhez. E hullámelmélet utmutatása alapján egyebek közt azt is felismertük, hogy a határfelületi kicserélődési reakciók és adszorpciós folyamatok fajlagos sebessége szempontjából döntő jelentősége van az átmeneti réteg szabadentalpia-értékének (ΔG_a) az alábbi összefüggés szerint [21]:

$$\text{reakciókinetikai tényező } (q) = \exp \left(- \frac{\Delta G_a}{RT} \right) = j_{sx} \dots \dots \dots /21/$$

A q tényező azt mondja meg, hogy a fajlagos sebesség mily mértékben tér el a klasszikus Nernst-féle heterogénkinetikai fajlagos sebességtől. Egyben azt is sikerült kimutatni /statisztikus-termodinamikai módszerrel/, hogy

$$q_{\text{kicserélődés}} = \frac{\Delta z}{\Delta X} \dots \dots \dots /22/$$

illetve

$$q_{\text{adszorpció}} = \frac{\Delta \zeta}{\Delta X} \dots \dots \dots /22a/$$

Mindezekből pedig láthatjuk azt, hogy a /22/ egyenletben szereplő "konstáns" ilyen jellegű:

"konstans" = szabadentalpia

R

(23)

Már pedig a "szabadentalpia" általában nemcsak entalpia-jellegű mennyiséget, hanem entrópiatagot is tartalmazhat; az entrópia-tagot pedig - amint ez ismeretes - nem lehet az eloszlási együttható (vagy a fajlagos sebesség) hőmérsékleti változásának elemzése módszerével meghatározni. Ennélfogva a mi régebbi módszerünket, melynek lényegét a (22)-ik egyenlettel kapcsolatban fentebb kifejtettük, most alapos revízió alá kell vennünk. Az ezzel kapcsolatos problémát így fogalmazhatjuk meg: van-e valami támaszpontunk annak megítélésére, hogy a (23) egyenletben jelzett "szabadentalpia" mennyiség gyakorlatilag csak entalpia-jellegű-e, ill. mily mértékben tartalmaz ez a mennyiség entrópia-tagot?

Az átmeneti rétegek hullámelmélete a jelenlegi fokon még nem elegendő a probléma teljes értékű, kvantitatív megoldásához, de némi kvalitatív utmutatást máris merithetünk az elmélet mostani állagából. Az alábbi két, tényleges példa némileg rávilágít a legközelebbi, ily vonatkozású feladatainkra.

Radioaktív fémionok platinafelületen történő adszorpciója tanulmányozásánál azt észleljük, hogy az eloszlási együttható (a radioaktív ionfajta zérus koncentrációju oldata és a Pt felület közt) a hőmérséklet emelésével igen nagymértékű eltolódást szenved a szilárd felület javára. Egyszerű számítás azt mutatja pl. hogy a ThB adszorpciójánál $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérséklet mellett a szilárd Pt-felület oly egyensúlyi mennyiségű ThB-adszorptívot tartalmaz, mellyel az egyensúlyi koncentrációt kb. kétszeresen meghaladó ThB^{++} -ionkoncentrációt kellene szembeállítanunk, hogy a $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérsékletű eloszlási állapotot biztosíthassuk. Viszont ha $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérsékleten az egyensúlyi koncentrációt kétszeresen meghaladó ThB^{++} -oldatot teszünk a tényleges egyensúlyi oldat helyébe, akkor a rendszer elveszti az egyensúly-jellegét, mert akkor további ThB^{++} -ionok fognak adszorbeálódni: a rendszer erősen nem-stacionáriussá válik. Már pedig előbbi elméleti és kísérleti vizsgálatok szerint (L.Imre, Kolloid-Z. 1957) a nem-stacionárius állapotban az átmeneti rétegre jellemző un. effektív diffúzióegyüttható (D_e) számértéke nagyobb, mint a stacionárius állapothoz tartozó számérték (D_e) $_{\infty}$ és ez maga után vonja (amint ezt az idézett he-

lyen kimutattam/ az átmeneti réteg szabadentalpia-értékének megváltozását (csökkenését). Más szóval: a Pt-ThB^{++} adszorpciós rendszer átmeneti rétegének szabadentalpiája 25°C hőmérsékleten kisebb, mint 40°C hőmérsékleten. Ha pedig $\Delta G_a'$ változik a hőmérséklettel, akkor az ismeretes termodinamikai alapegyenletek szerint az átmeneti réteg entrópiája zérustól különböző; a fentiek szerint tehát ilyenkor az adszorpciós izoterma állandóinak hőmérsékleti együtthatója módszerével nem lehet a felületet meghatározni. Tényleg, a platina-katalizátorok felületének radioaktiv nyomjelzős módszerrel való meghatározására más (kinetikus) módszert kellett kidolgoznunk (Nagy József tud.s.munkatárs doktori disszertációjának témája). Viszont az ionkicserélődési rendszerekben (amelyeket az jellemez, hogy a radioaktiv nyomjelző ionfajta a szilárd fázisba szabályos elegykristályképződés módján beépül) az eloszlási együtthatónak ily nagymértékű és egyértelmű (egyirányú változásra utaló) hőmérsékleti együtthatóját az eddigi tapasztalatainkban nem észleltük, tehát az ilyen (elegykristályképző) rendszerek határzójának átmeneti rétegei többé-kevésbé entrópia-mentesek, vagyis ilyen rendszerekben a kicserélődési izotermák hőmérséklet szerinti változásának elemzése módot nyújt a fenti kinetikai faktor (q) meghatározására, ezen keresztül pedig a felületi aktivitási együttható meghatározására is a (22) egyenlet értelmében. Hangsúlyozni kell azonban, hogy az elmélet ma még nem tud általános érvényű kijelentést tenni arra nézve, hogy mely rendszerek entrópiás rendszerek és melyek az entrópia-mentesek; erre nézve a kísérlettől várunk felvilágosítást és konkrét adatokat.

Az e kérdéssel kapcsolatos kísérleti eredményeket ismertetik majd a sorozat további közleményei.

I r o d a l o m

- [1] G.Hevesy u.F.Paneth, Wien, Ber. 122, 1001 (1913)
- [2] C.W.Sheppard, Journ.Appl.Phys.19., 27 (1947)
- [3] A.K.Solomon, Journ.Clin.Invest.28 (6), 1297 (1946);
C.W.Sheppard, A.S.Householder and W.R.Martin, Jorun.Gener-
Physiol. 33, 703 (1950)

- [4] L.Imre, Kolloid.Z. 131, 21 /1953/; Acta Univ.Debreceniensis 1954.
- [5] L.Imre u.J.Nagy, Kolloid.Z. 135, 161 /1954/
- [6] Ezt az egyenletet a kicserélődés alábbi, kinetikai differenciál-egyenletének integrálásával kapjuk:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{D_2 \cdot \Delta F}{\Delta l} \cdot \frac{z}{x} \cdot \frac{1}{v} \left[1 - \left(1 + \frac{1}{k} \right) \cdot x \right]$$

Lásd: L.Imre, Kolloid-Z. 154, 119 /1957/

A[2] ábrán pontosítottan jelzett görbe-részletek az átmeneti rétegek kialakulásának folyamatát jelzik.

- [7] V.Chlopin, Z.anorg. u. allg.Chem., 143, 97 /1925/
- [8] L.Henderson and F.Kracek, Journ.Am.Chem.Soc. 49, 738 /1927/
- [9] H.Doerner and W.Hoskins, Journ.Am.Chem.Soc. 47, 662 /1925/
- [10] R.Ratner, P.Tolmatscheff und A.Polessitzky, Z.physikal.Chem. /A/ 156., 108 /1931/; V.Chlopin, Ber. 64., 2655 /1931/
- [11] N.Riehl u. H.Käding, Z.physikal.Chem. /A/ 149., 180 /1930/; B.Marques, Comptes rend. 198, 81 /1934/
- [12] L.Imre, Kolloid-Z. 131., 26 /1953/
- [13] L.Imre, Kolloid-Z. 154, 119 /1957/
- [14] Imre L. és Bartha L. Acta Univ.Debreceniensis 1956., p.63.
- [15] Imre L. és Tóth B., Magy.Kém.Folyóir. 64., 266 /1958/
- [16] W.L.H.Moll, Kolloid-Z. 138, 114 /1954/
- [17] S.P.H.Brunauer, P.H.Emmett and E.Teller, Journ.Amer.Chem. Soc. 60, 309 /1938/
- [18] F.Paneth, Z.Elektrochem. 28, 113 /1922/
- [19] L.Imre, Kolloid.Z. 99, 147 /1942/
- [20] R.M.Stow and J.W.Spinks, Can.Journ.Chem. 33, 938 /1955/
- [21] L.Imre, Kolloid-Z. /Sajtó alatt/

Érkezett 1958.december 2.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

NÉHÁNY SPECIÁLIS MEZOMÉRIA-JELENSÉG TANULMÁNYOZÁSA

Irta: Kiss Árpád István

Spektroszkópiai Osztály

Összefoglalás

A reakciókinetikai vizsgálatok, dipolmomentum- és refrakció-mérések egybehangzóan azt mutatják, hogy a mezomer hatás a VI.oszlop elemeinél $O > S > Se$ sorrendben változik. Az elnyelési szinképek vizsgálata a hatás változásának fordított sorrendjére utal. Ez az ellentmondás megoldható annak a feltevésnek az általánosításával, hogy a mezomer hatás gerjesztett állapotban fordított sorrendben változik, mint alapállapotban.

A periódusos rendszer VI.oszlopának elemeit tartalmazó aromás vegyületek elnyelési szinképeinek tanulmányozása során kiderült, hogy a szubsztituensek szinképre gyakorolt hatásának a mezomer hatás alapján való értelmezése nehézségekbe ütközik. A vegyületek kémiai tulajdonságai, kinetikai vizsgálatok, továbbá dipolmomentum- és refrakció-mérési eredmények egybehangzóan azt mutatják, hogy a mezomer hatás a VI. oszlop elemeinél $O > S > Se$ sorrendben változik. Az oxigén, kén és szelén atom kötetlen 2p elektronjai által létrehozott mezomer hatásnál az elektroneltolódás a szubsztituenstől a benzolgyűrű felé irányul. Az Ingold által bevezetett jelölés szerint ez pozitív mezomer hatás (+M). Ezzel szemben az ultraibolya szinképek vizsgálata során a hatás változására fordított sorrend adódik. Ennek az ellentmondásnak a tisztázása céljából érdemesnek látszott a problémát közelebbről megvizsgálni.

Ez az ellentmondás egyaránt fennáll a periódusos rendszer VI. és VII. oszlopában lévő elemeknél. Itt azonban csak a VI. csoport elemeire vonatkozó megfontolásokat és eredményeket ismertetem. Ugyanezek vonatkoznak természetesen a VII.csoport elemeire is.

Ingold a szubsztitúciós hatásokra vonatkozó alapvető meg-gondolásai alapján [1,2] feltételezte, hogy a kérdéses csoportok mezomer taszító hatása a polarizálhatóságra vonatkozó Fajans-fé-le szabályok értelmében közvetlenül megadható. Ez azt jelentené, hogy a +M hatás az ionizációs energia csökkenésével párhuzamosan nő, vagyis $F < Cl < Br < J$, ill. $O < S < Se < Te$ lenne a sorrend.

Ezzel szemben újabban bebizonyosodott, hogy a +M hatás vál-tozásának sorrendje a fordítottja annak, amit a Fajans-féle sza-bályok alapján várnánk.

Ezt a jelenséget Remick a következő módon értelmezi [3]. Mi-vel a +M hatás megköveteli a kovalencia megnövelését, így az e-lektron-mozgékonyság mellett a kovalenciát növelő képesség is résztvesz a mezomer hatás kialakításában. Míg az elektron-mozgé-konyság kétségtelenül nő az atomrádiusz növekedésével, addig az atomok kovalenciájukat növelő képessége kisebb lesz a nagyobb sorszámú atomoknál. Tehát a két tényező ellentétes értelemben hat. A kísérleti adatok alapján úgy látszik, hogy a kovalenciát növelő képesség a relative fontosabb és domináló tényező. Remick vélemé-nye szerint a periódusos rendszer oszlopaiban a nagyobb elektron-mozgékonyság ellenére csökkenő +M hatás annak tulajdonítható, hogy a nagyobb atomoknál a kettőskötés-képzésnek sztérikus nehéz-ségei vannak.

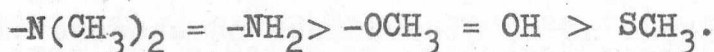
Ezt a megállapítást többek között a következő számítások és meggondolások támasztják alá. Az oxigén atomnak a kén atomnál nagyobb mértékű mezomer hatását bizonyítják Remicknek a fenol és tiofenol specifikus refrakciójára vonatkozó számításai [3], to-vábbá a mezomeria momentumokra vonatkozó számítások [4,5]. Mind-két mennyiség kifejezője a molekula polarizációs állapotának, így szoros összefüggésben van a mezomer hatással.

Baddeley vizsgálatai [6] is megerősítik Remick álláspont-ját. Munkájában elméleti meggondolásokat közöl az atomok mérete és a +M hatás közti összefüggésre vonatkozóan. Megállapítja, hogy azok az atomok sztérikusan a legalkalmasabbak kettőskötés képzé-sére, amelyeknek a kovalens kötési rádiusza kicsi az atomrádiu-szukhoz képest. Ez teljes mértékben összhangban van Remick fenti elgondolásával.

Ezek alapján tehát igazolt, hogy a +M hatás csökkenésének sorrendje: $O > S > Se > Te$. A VI.csoport elemeinek mezomer hatá-

sára vonatkozóan újabb vizsgálatok kémiai bizonyítékokat is szolgáltatottak.

Baker és Barrett [7] meghatározta a m- és p-helyzetben $\text{CH}_3\text{O}-$, CH_3S , ill. CH_3Se csoportokat tartalmazó benzaldehid-származékok és a ciánhidrogén között végbemenő reakció egyensúlyi állandóit, valamint az ugyanezen szubsztituenseket tartalmazó benzoésavak disszociációs állandóit. Az ezekből az adatokból a +M hatásra vonatkozóan levont következtetések az $\text{O} > \text{S} > \text{Se}$ sorrendet bizonyítják. Ugyanerre az eredményre jutott Bordwell és Boutan [8] is. A benzoésavak m- és p-szubsztituált származékainak disszociációs állandóit vizsgálva, a +M hatásra vonatkozóan a következő sorrendet találták:



Legújabban Lumbroso [9] a $\text{C}_6\text{H}_5\text{XCH}_3$ (ahol $\text{X} = \text{O}, \text{S}, \text{Se}$) típusu vegyületek dipólmomentum-vizsgálata alapján kiszámította a mezóméria-momentumokat és fentiekkel azonos eredményekhez jutott. Rámutat arra, hogy a várakozás ellenére a +M hatás a következő sorrendben csökken: $-\text{N}(\text{CH}_3)_2 > -\text{OCH}_3 > -\text{SCH}_3 \geq -\text{SeCH}_3$. Ő is megállapítja, hogy a kovalenciát növelő hatás nyilvánvalóan nagyobb mértékű az elektronegativitási hatásnál [9]. Ebből az irodalmi áttekintésből egyértelműen következik, hogy a +M hatás sorrendje: $\text{O} > \text{S} > \text{Se} > \text{Te}$.

Ezzel szemben minden rendelkezésre álló szinképi adat a hatás fordított sorrendjét mutatja: a sávok batokróm eltolódása $\text{O} < \text{S} < \text{Se}$ sorrendben nő. A táblázatban néhány kiragadott adat látható, amelyek különbözőképpen szubsztituált vegyület-csoportokra vonatkoznak. Mind a négy ismertetett esetben bekövetkezik a sávok batokróm eltolódása.

Több szerző rámutatott a mezomer hatás és a szinképi változások eltérő viselkedésére és a szinképek értelmezésének ebből adódó nehézségeire. Braude vizsgálatai alapján megállapította, hogy a szinképi eltolódás nem áll egyenes arányban a molekula egyszerű fizikai-kémiai jellemzőivel [10]. Baker és Barrett a m- és p-szubsztituált benzoésavak szinképeinél mutatkozó batokróm eltolódás alapján megállapítja, úgy látszik, hogy a konjugáció nem lehet az egyetlen faktor, amely a batokróm eltolódás nagyságát meg-

határozza [7]. Lumbroso és Dumas [11] szintén megállapítják, hogy tekintettel az eltérő viselkedésre, nagyon nehéz a szinképi eredmények értelmezése.

Vegyület	oldószer	λ_{max} $\log \epsilon$		λ_{max} $\log \epsilon$	
$C_6H_5 \cdot OH$	benzin	271	3,28	211	3,72
$C_6H_5 \cdot SH$		280	2,78	236	3,93
$C_6H_5 \cdot SeH$		277,5	2,94	241	3,82
$3-CH_3O \cdot C_6H_4 \cdot COOH$	95% deszt.	289	3,26	230	3,76
$3-CH_3S \cdot C_6H_4 \cdot COOH$	víz + 5%	302,5	3,05	254	3,92
$3-CH_3Se \cdot C_6H_4 \cdot COOH$	etanol	295	3,23	260	3,77
$C_6H_5 \cdot O \cdot C_6H_5$	etanol	271	3,31	224	4,05
$C_6H_5 \cdot S \cdot C_6H_5$		275	3,75	250	4,07
$C_6H_5 \cdot Se \cdot C_6H_5$		280	(3,63)	255	3,99
$4-NH_2 \cdot C_6H_4 \cdot O \cdot C_6H_5$	etanol	270	(3,42)	241,5	4,11
$4-NH_2 \cdot C_6H_4 \cdot S \cdot C_6H_5$		—	—	256	4,28
$4-NH_2 \cdot C_6H_4 \cdot Se \cdot C_6H_5$		273	(4,11)	258	4,34

A mezomer hatást érintő minden eddigi tárgyalás a molekula alapállapotára vonatkozik. Ezért célszerű a hatás alakulását gerjesztett állapotban megvizsgálni, ahol mások lehetnek a viszonyok.

Passerini és munkatársai [12] a $C_6H_5XCH_3$, $C_6H_5XC_6H_5$ és a dibenzofurán típusú vegyületek fényelnyelésének vizsgálata során a batokróóm eltolódás értelmezése céljából feltételezte, hogy gerjesztett állapotban a mezomer hatás $O < S < Se$ sorrendben nő. Passerini és Cerniani [13] a benzotiazol szinképi vizsgálata során lehetséges magyarázatként felveti azt a gondolatot, hogy gerjesztett állapotban a p-héj kitágulása következtében a kovalencia növelését gátló hatás nem jut érvényre.

Mint már arról volt szó, a VI. csoport elemeit tartalmazó benzolszármazékokra vonatkozó minden szinképi adat batokróóm eltolódást mutat $O < S < Se$ sorrendben. Ugyanez tapasztalható a VI. csoport elemeit tartalmazó heterociklusos vegyületek esetében

is. A batokróm eltolódás a gerjesztési energia leszállítását jelenti, ami viszont fokozott mértékű π -p elektron kölcsönhatásra mutat. Az egybehangzó szinképi adatok alapján tehát általánosságban megállapítható, hogy a +M hatás sorrendje gerjesztett állapotban fordítottja az alapállapotban tapasztaltnak, tehát $0 < S < Se$.

A jelenség okát a következőkben adhatom meg. Gerjesztett állapotban nem a kovalencia növelését akadályozó hatás, hanem az elektronegativitási hatás a döntő. Ennek oka a kén atom 3p elektronjainak az oxigén 2p elektronjainál nagyobb mozgékonyasága, ami gerjesztett állapotban fokozottan érvényre tud jutni. Gerjesztett állapotban ugyanis lényegesen kisebb a kovalencia növelését akadályozó hatás az elektronpályák kitágulása következtében. Ugyanez vonatkozik a szelén atomra is. A nagyobb elektronmozgékonyság a kén-vegyületek kisebb ionizációs energiájában is kifejezésre jut.

A kovalencia növelését akadályozó hatás valószínűleg gerjesztett állapotban sem szűnik meg teljesen. Ezt mutatja a tiofenol benzoid-típusú átmenetének példája, ahol a sáveltolódás kisebb mértékű az ionizációs energia alapján várt értéknél és jelentős mértékű intenzitáscsökkenés is tapasztalható. Valószínűleg ennek tulajdonítható az a jelenség, hogy az ionizációs energiák $S < N < O$ sorrendje ellenére a sáveltolódás általában $N > S > O$ sorrendet mutat.

Az eddigiekből látható, hogy a VI. csoport elemeit tartalmazó aromás vegyületek ultraibolya szinképei egy kiegészítő feltevés felhasználásával értelmezhetővé válnak a mezomer hatás alapján. Eszerint gerjesztett állapotban a hatás sorrendje fordítottja annak, amit alapállapotban észlelünk, mivel gerjesztéskor a kovalencia növelését akadályozó hatás befolyása csökken és az elektronmozgékonyság hatása dominál.

--- --

I r o d a l o m

- [1] C.K.Ingold; Chem.Rev. 1934, 15, 225.
- [2] C.K.Ingold: Rec.Trav.Chim. 1929, 48, 797.

- [3] A.E.Remick: Electronic Interpretations of Organic Chemistry, Wiley, New York, 1949.
- [4] L.S.Sutton: Proc.Roy.Soc. London, A. 1931, 133, 668.
- [5] L.G.Groves, T.M.Sugden: J.Chem.Soc. 1937, 1992.
- [6] G.Baddeley: J.Chem.Soc. 1950, 663.
- [7] J.W.Baker, G.F.C.Barrett, W.T.Tweed: J.Chem.Soc, 1952, 2831.
- [8] F.G.Bordwell, P.J.Boutan: J.Am.Chem.Soc. 1956, 78, 854.
- [9] H.Lumbroso: Bull.Soc.Chim. France, 1955, 643.
- [10] E.A.Braude, F.C.Nachod: Determination of Organic Structures by Physical Methods. Academic Press, New York, 1955.
- [11] H.Lumbroso, G.Dumas: Bull.Soc.chim. France, 1955, 651.
- [12] A.Cerniani, R.Passerini: Boll.sci.fac.chim.ind.Bologna, 1954, 12, 65, L.Chierici, H.Lumbroso, R.Passerini: ibid.1954, 12, 127.
- [13] R.Passerini, A.Cerniani: J.Chem.Soc. 1954, 2261.

Elhangzott 1958. nov. 13-án az I. Magyar Spektroszkópiai Kollokviumon.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

ÖNKIOLTÓ SZÁMLÁLÓCSŐBEN LÉTREJÖVŐ TÖBBSZÖRÖS KISÜLÉSEK MECHANIZMUSÁNAK VIZSGÁLATA

Irta: Orient Ottó

Radiológiai Osztály

Összefoglalás

Vizsgáltuk a többszörös impulzusokat a plató és a gerjedési tartományban csak etilalkohol és argon etilalkohol töltésű számlálócsöveknél. Egyes lefutású oszcilloszkópon tanulmányoztuk a többszörös kisülések formáját és megjelenésük idejét. Csak etilalkohol töltésű számlálócsöveknél a plató meredekségét és a gerjedési szakaszt egyaránt a "rendes" impulzusokkal azonos nagyságú többszörös impulzusok okozták. Ezek a többszörös impulzusok minden esetben közvetlenül a regenerálódási idő befejezése után jöttek létre. Argon etilalkohol töltésű csöveknél a plató meredekségét ugyanugy, mint csak etilalkohol töltésnél, a regenerálódási idő befejeztével keletkezett, a "rendes" impulzusokkal azonos nagyságú impulzusok okozták. A gerjedési szakaszt okozó impulzusok jóval kisebbek voltak, mint a "rendes" impulzusok és a holtidő után fordultak elő.

A kétféle többszörös impulzus elektronikusan szétválasztható és külön-külön számlálható. Ezek a vizsgálatok is azt mutatták, hogy plátóban csak "nagy" impulzusok találhatók, viszont a plató végén a gerjedési szakaszban argon, etilalkohol töltésnél a "kis" többszörös impulzusok száma sokkal több, mint a "nagy" többszörös impulzusoké.

A mérések szerint a "nagy" többszörös impulzusok a katódon keletkezett folyamat eredményeként jönnek létre és a "kis" többszörös impulzusokat a gáztérben végbemenő folyamat eredményezi. Feltételeztük, hogy a "nagy" többszörös impulzusokat a katód közelében alapállapotba visszatérő szerves gáz molekulák, és a "kis" többszörös impulzusokat a holtidő után megmaradt metastabil argon molekulák bomlása okozza. Ezen feltételezés segítségével számított plató és gerjedési szakaszok a mérési eredményekkel kielégítően megegyeznek.

Bevezetés

A többszörös impulzusok keletkezésének mechanizmusát Korff és Present [1] vizsgálta elsőként. Szerintük a katód közelében alapállapotba visszatérő gerjesztett szerves gőz molekulák okozzák a többszörös számlálást. Willard és Montgomery [2] szerint az álszámlálásokat negatív ionok okozzák. Nem önkioltó számlálóknál Colli és Facchini [3] szerint a katódot bombázó fotonok okozzák az álszámlálásokat. Wieser és Krumbein [4] méréseiből azt a következtetést vonta le, hogy a metastabil atomok és molekulák hozzák létre az álszámlálásokat a plató végén. Az irodalomban található mérések és elméleti megfontolások egymásnak ellentmondó eredményeket szolgáltatottak, ezért vizsgáltuk az önkioltó számlálócsőben létrejövő többszörös kisülések sajátosságait.

Mérőberendezés

a/ A mérésekhez használt számlálócsövek katódjának anyaga nikkel volt, anódja 0,1 mm vastagságú wolframszál. Az érzékeny szálhossz 80 mm, a katódhenger átmérője 20 mm. A számlálócső üvegballonba volt beépítve. A katód felületét beépítés előtt tükröfényesre polirozva igen gondosan tisztítottuk és zsirtalnitottuk. Ugyiszintén a csőballont és a többi alkatrészt is gondosan zsirtalanítottuk összerakás előtt.

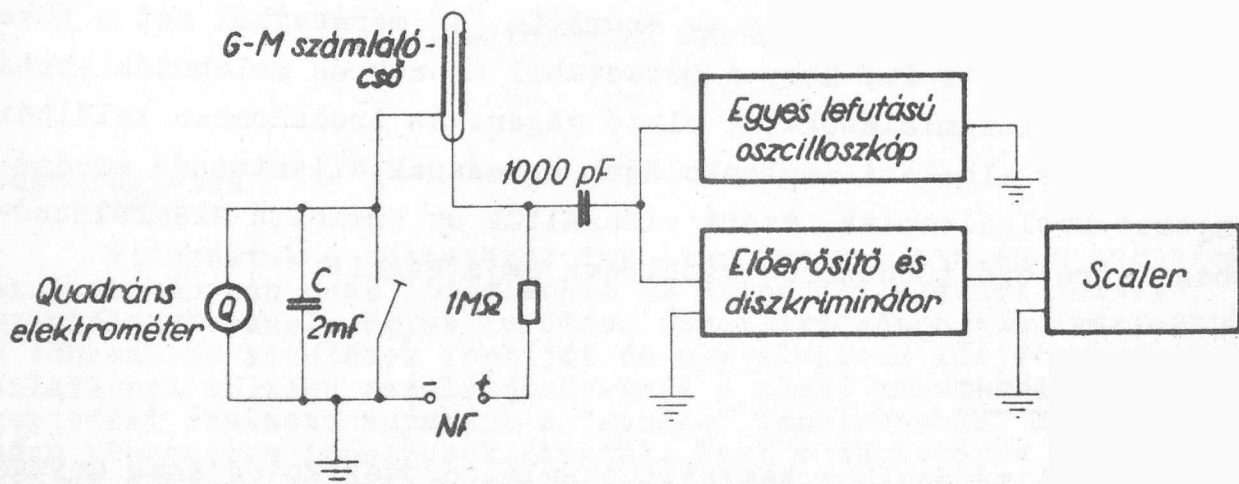
A leszívás és töltés a következőképpen történt: az adszorbeált nedvesség eltávolítására 6 órán keresztül 450 C⁰-on kifűtés folyt 10⁻⁵ Hgmm vákuum mellett. Lehűlés után töltöttük a csöveket. A használt argon tisztasági foka nagyobb volt, mint 99,98 %. A kioltógázként használt etilalkoholt igen gondos abszolútizálás és levegőtlenítés után használtuk fel. Az alkohol nyomokban sem tartalmazott vizet.

b/ Az elektronikus mérőberendezés blokksémáját az 1.sz.ábra szemlélteti.

A számlálócső által szolgáltatott jeleket egyeslefutású oszcilloszkópon vizsgáltuk. A vízszintes eltérítés időtartamát kb. 400, 800 és 1000 μ sec-ra lehetett beállítani. Ezenkívül 100, 20 és 10 μ sec időtartamu marker-jel is bekapcsolható.

A számlálócső impulzusai előerősítő és differenciál diszkri-

minátor közbeiktatása után 1000-es leosztású scalerre jutottak. Az előerősítő erősítése 0-10-ig folyamatosan szabályozható volt. A diszkriminátor küszöbfeszültsége 5 és 55 V között folyamatosan állítható, a diszkriminációs bizonytalanság kisebb 5 mV-nál. Az előerősítő, diszkriminátor és az 1000-es scalerből összekapcsolt berendezés holtideje kisebb 5μ sec-nál.



1. ábra

A nagyfeszültséget folyamatosan lehetett szabályozni és mérni. A mérendő számlálócső katódja 2 mF-os igen jó szigetelésű kondenzátoron keresztül volt a nagyfeszültség negatív pontjához kötve. A kondenzátoron keletkező feszültséget kvadráns elektrométerrel mértük. A kondenzátor két sarkát az 1. ábrán látható kapcsolóval rövidre lehetett zárni. Ez a berendezés alkalmas volt az önkeltő számlálócső működési karakterisztikájának felvételére, a többszörös kisülések oscillografikus vizsgálatára, a holt és regenerálódási idő mérésére és az egy impulzus alkalmával keletkezett töltés mérésére. A töltés mérés következőképpen történt: a kondenzátort rövidrezáró kapcsolót kinyitva mértük az időt, amely alatt a kondenzátor 1 V-ra feltöltődik. A számlálócsőben ezen idő alatt keletkezett kisülések számát a scalerrel mértük. Ismerve a kondenzátor kapacitását, a rajta keletkezett feszültséget és a kisülések számát, amely a kondenzátort feltöltötte, ezekből az adatokból az egy kisülés alatt keletkezett töltés meghatározható.

Mérési eredmények

a/ A többszörös kisülések vizsgálata

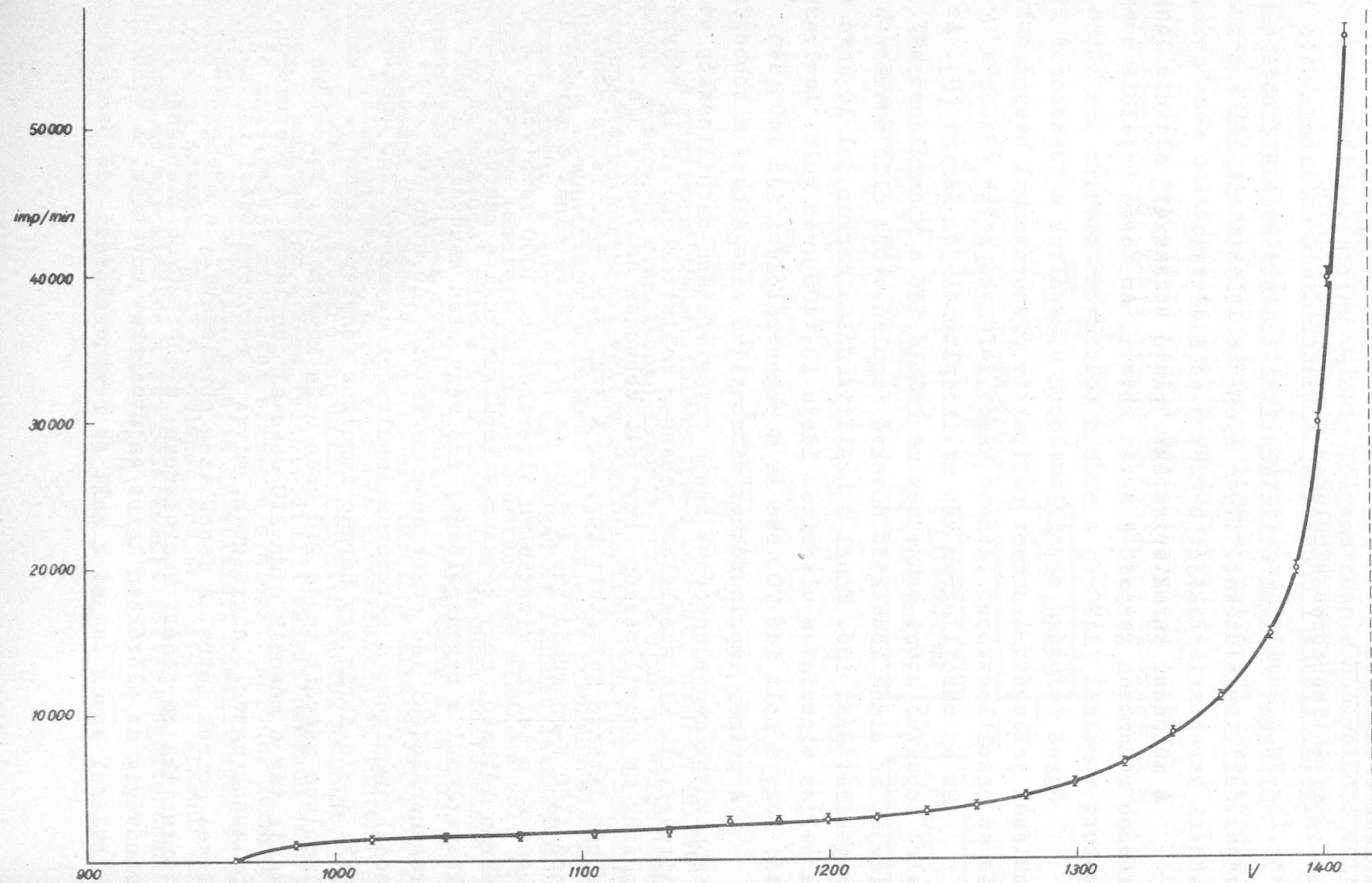
Elsőként 15 Hgmm etilalkohollal töltött számlálócsöveken végeztünk vizsgálatokat. Ilyen nyomásra töltött számlálócső működési karakterisztikáját a 2. ábra szemlélteti.

A működési karakterisztika "plató szakaszát" eleinte lassu, később rohamosan gerjedő szakasz követi. Az ábrán bejelölt szaggatott vonalnál (1420 V) a csőben folyamatos kisülés jön létre.

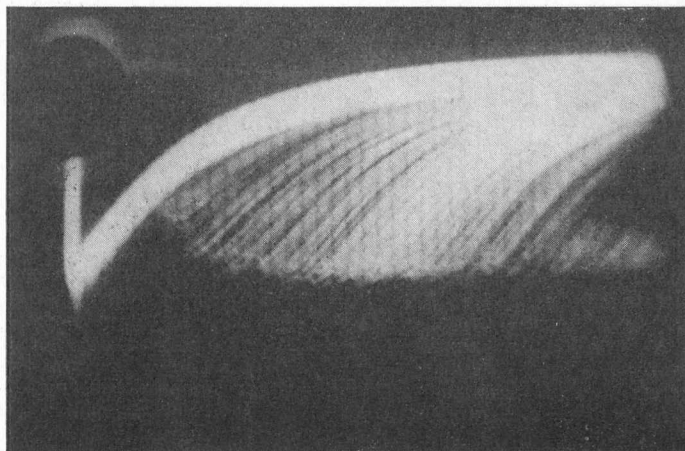
Egyes lefutásu oszcilloszkópon vizsgáltuk a többszörös kisülések jellegét. A csövet radioaktív preparátummal besugároztuk és az oszcilloszkópon látható képet lefényképeztük /3a. ábra/.

Ez az oszcillogram kép az irodalomból jól ismert [5]. Az első impulzus utáni szünetnek megfelelő idő a számlálócső holt ideje, az utána következő növekvő impulzusokból álló szakasz a regenerálódási idő. Ennél a beállításnál a marker jel $10\ \mu\text{sec}$ és a teljes vízszintes eltérítés ideje kb. $400\ \mu\text{sec}$ volt. Leolvasható, hogy a holt idő $70\ \mu\text{sec}$ és a regenerálódási idő $140\ \mu\text{sec}$.

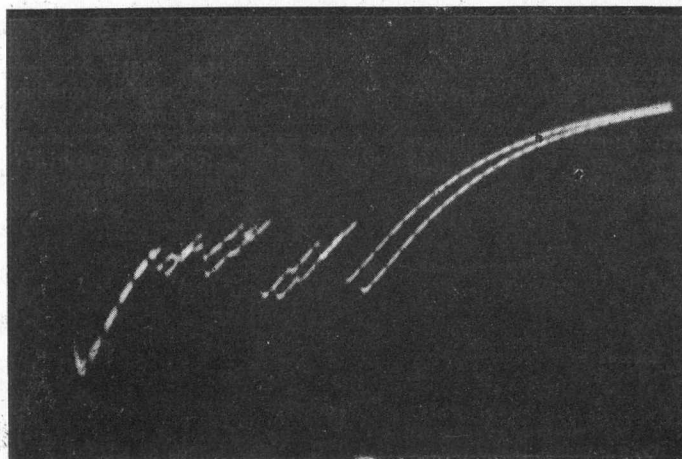
A primér impulzusokhoz viszonyítva vizsgálható a többszörös impulzusok megjelenésének ideje egyeslefutásu oszcilloszkóp segítségével. Kis számlálási sebesség mellett rövid ideig fényképeztük az oszcilloszkóp ernyőjét. Ebben az esetben a 3/b. és 3/c. ábrán látható felvételt kaptuk. A 3/a, 3/b. 3/c. felvételnél a cső 1160 V-on működött. A 3/b. és 3/c. felvételnél a marker $100\ \mu\text{sec}$ és a teljes vízszintes eltérítés kb. $1000\ \mu\text{sec}$ volt. A 3/b. ábrán látható, hogy kétszeres impulzusoknál a második impulzus közvetlenül a regenerálódási idő vége után kezdődik. A holt és regenerálódási idő összegének megfelelő idő után jön létre a második impulzus, a kétszeres impulzusok egymástól $210\ \mu\text{sec}$ -ra vannak. A 3/c. ábrán egy hármas impulzus fényképe látható. A hármas impulzus második tagja $210\ \mu\text{sec}$ után következik, hasonlóan a harmadik tag a második után $210\ \mu\text{sec}$ -al jön létre. A többszörös impulzusok egyenlő nagyságúak, mivel a regenerálódási idő befejeztével jönnek létre. A feszültség növelésével, a működési karakterisztika gerjedési szakaszában, a többszörös kisülések jellege mindvégig az előzőekben leírt sajátságokat követték. A többszörös kisülések egyes tagjai a holt és regenerálódási idő összegének meg-



2. ábra



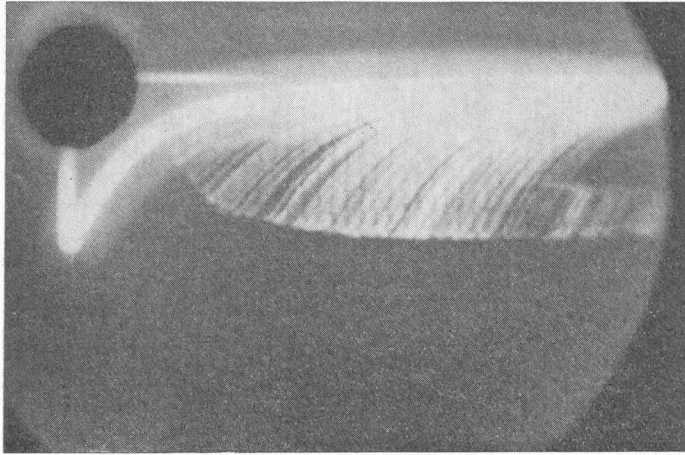
a)



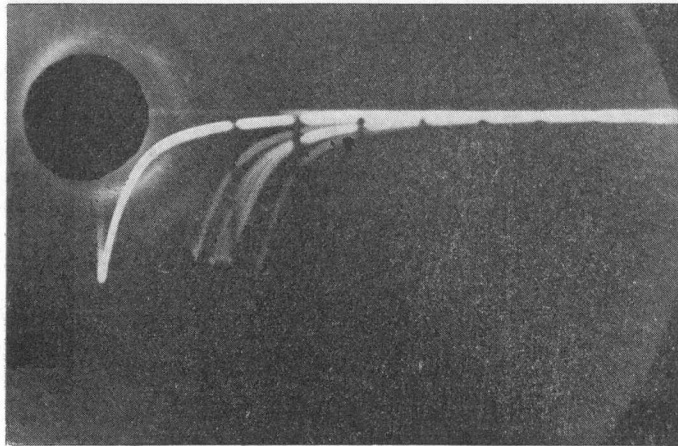
b)

3. számú ábra

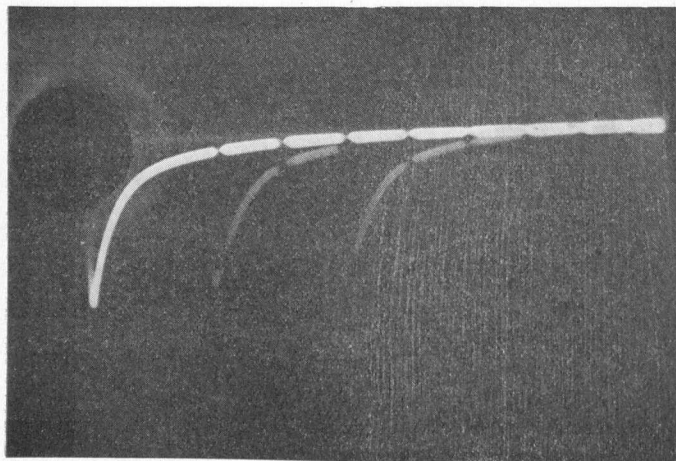




a)



b)



c)

5. számú ábra

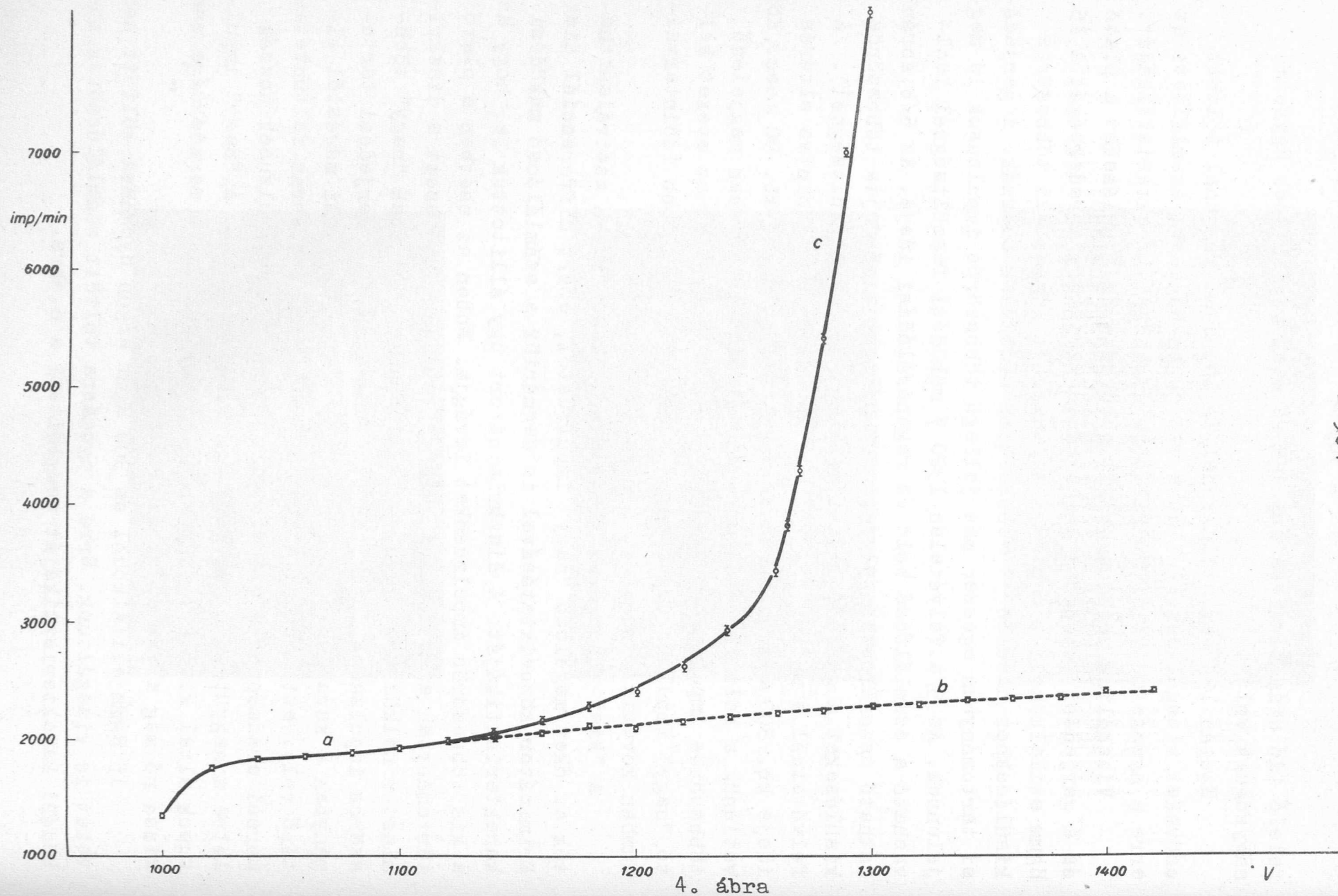
felelő idő után követték egymást és ezek a kisülések egyforma nagyságúak voltak.

Ezután 15 Hgmm etilalkohol és 100 Hgmm argonnal töltött csöveket vizsgáltunk. A 4. ábra a-c görbe-szakasza szemlélteti az erre a nyomásra töltött számlálócső működési karakterisztikáját.

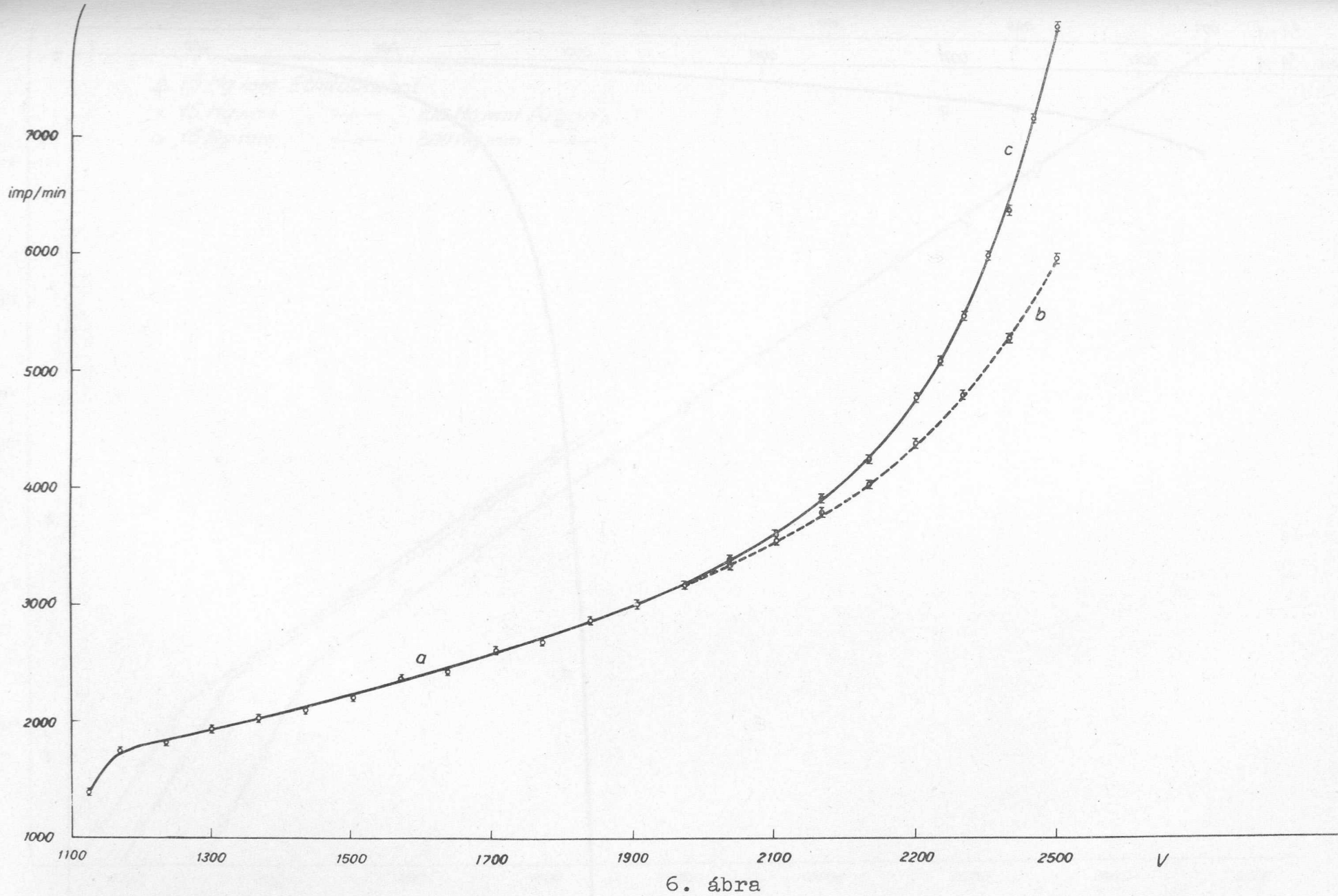
Vizsgáltuk ennél a csőnél a többszörös kisüléseket a plató és a gerjedési tartományban. A plató tartomány meredekségét a 15 Hgmm etilalkohollal megtöltött csöveknél tapasztalt többszörös kisülésekhez hasonló többszörös kisülések okozzák. A gerjedési tartományban egészen más jellegű többszörös impulzusok is megjelennek. Az 5/a. felvételen 1320 V működési feszültségnél leolvasható a számlálócső holt és regenerálódási ideje. Az 5/b. ábrán látható oszcilloszkópfelvétel szemlélteti a másfajta többszörös kisüléseket a gerjedési tartományban (1320 V feszültségnél). /A felvételnél a marker jel $20 \mu\text{sec}$ és a teljes vízszintes eltérés ideje kb. $800 \mu\text{sec}$. / Ebben az esetben a holt idő kb. $90 \mu\text{sec}$. Közvetlenül a holt idő után a regenerálódási szakaszban megjelenő többszörös impulzusok nagysága jóval kisebb, mint az ezeket követő "nagy" impulzus nagysága és a holt időnél kisebb időintervallumban követik egymást szabálytalan időközökben.

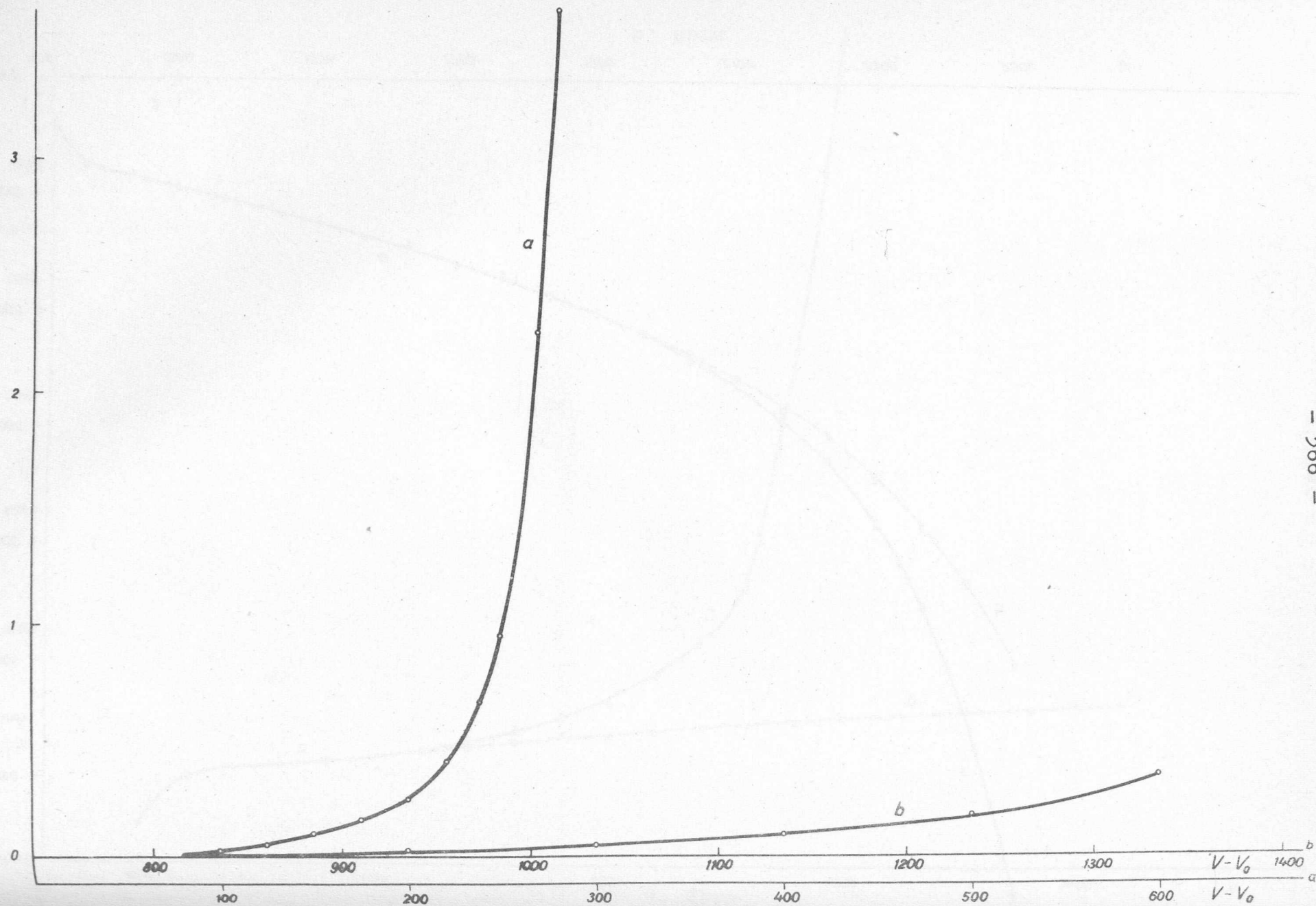
A "kis" többszörös kisülések elektronikusan szétválaszthatók az őket megelőző "nagy" impulzustól, ezért differenciál diszkriminátor közbeiktatásával is megmértük a számlálócső működési karakterisztikáját. A diszkriminátort úgy állítottuk be, hogy az a kis többszörös impulzusokat levágja. Ebben az esetben a plató tartományban a számlálási karakterisztika egybe esett a diszkriminátor nélkül mért karakterisztikával, mivel csak "nagy" többszörös impulzusok fordultak elő /a szakasz/. A gerjedési tartományban a karakterisztika a diszkriminátor nélküli méréstől eltérő volt, ezt szemlélteti az a-b szakasz. A 4. ábrán feltüntetett mérési eredmények szerint a "kis" többszörös impulzusok hozzák létre a nagyütemben emelkedő gerjedési szakaszt. A "nagy" impulzusok által kialakított működési karakterisztika meredeksége csak kissé nő meg a gerjedési szakaszban.

15 Hgmm etilalkohol és 300 Hgmm argon nyomásra töltött csöveket is vizsgáltunk. Erre a nyomásra töltött számlálócsövek működési karakterisztikáját szemlélteti a 6. ábra.

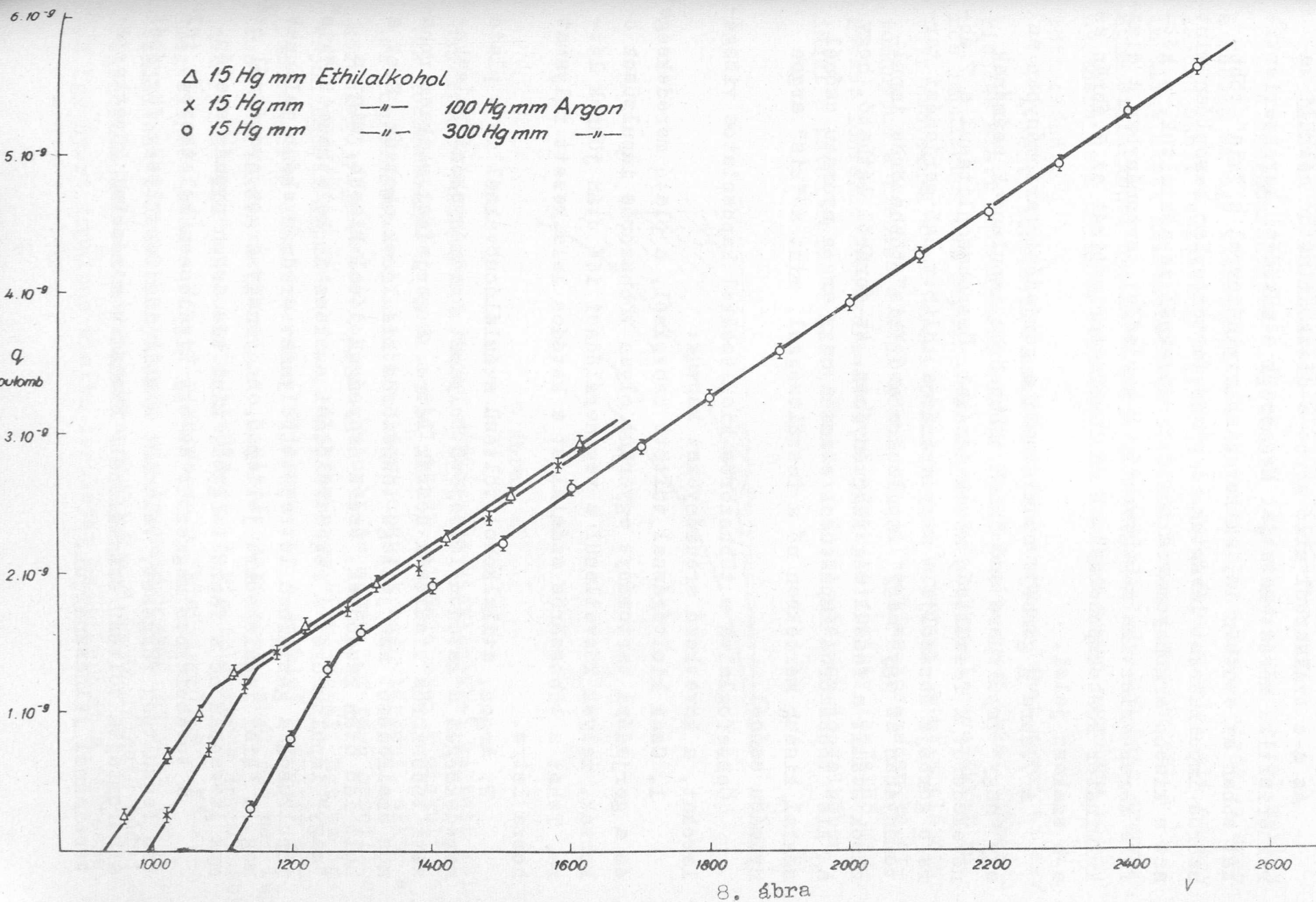


4. ábra





7. ábra



Az a-c szakaszból álló görbe a diszkriminátor nélküli karakterisztika mérést mutatja. Megmértük a működési karakterisztikát abban az esetben is, amikor diszkriminátorral a "kis" többszörös impulzusokat levágtuk. A plató tartományban hasonlóan mint azt a kisebb argonnyomásra töltött csöveknél tapasztaltuk, a kétféle karakterisztika megegyezett. A gerjedési tartományban a diszkriminátor közbekapcsolásával mért karakterisztikát az 5. ábrán az a-b szakasz jelzi.

A 7. ábra a görbéje szemlélteti a gerjedési tartományban az egy "nagy" impulzusra eső "kis" többszörös impulzusok számának növekedését a feszültség növekedésével. Összehasonlításként a 7. ábra b görbéje ábrázolja a nagy nyomásra töltött cső gerjedési tartományában az egy "nagy" impulzusra eső "kis" többszörös impulzusok számát a feszültség függvényében. Az ábrából látható, hogy a "kis" többszörös impulzusok száma a nagy argon nyomású csőnél sokkal kisebb mértékben nő a feszültséggel, mint a "kis" argon nyomású csőnél.

Összefoglalva a többszörös kisülésekkel kapcsolatos vizsgálatokat, a következő eredményeket kaptuk:

1. Csak kioltógázzal töltött csöveknél, a plató meredekséget és a gerjedési tartományt egyaránt olyan többszörös impulzusok okozzák, melyek közvetlenül a regenerálódási idő után jönnek létre. Tehát a többszörös számlálást a katódon keletkezett folyamat hozza létre.

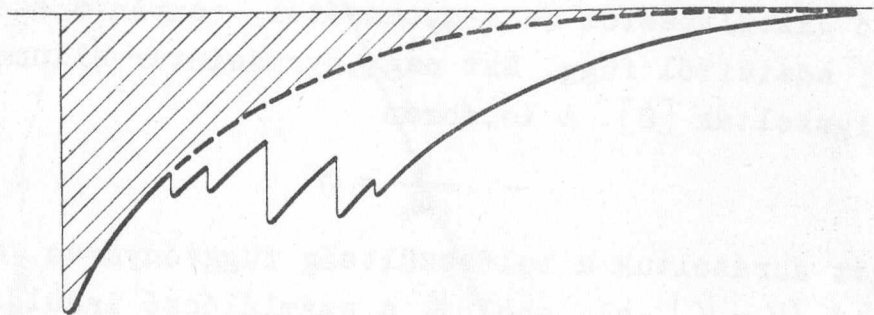
2. Argon, etilalkohol töltésű számlálócsöveknél is a plató meredekségét a katódon létrejövő folyamat eredményeként keletkezett többszörös kisülések hozzák létre. A gerjedési szakasz rohamos emelkedését más jellegű többszörös kisülések okozzák. Ezek a holt idő után kezdődnek, ezért nagyságuk jóval kisebb, mint a "nagy" impulzusoké. A regenerálódási szakaszban keletkezett "kis" impulzusok a gáztérben létrejött folyamat eredményeként jelennek meg. A "kis" impulzusokra jellemző, hogy nagy argon nyomásnál számuk lassabban nő a feszültséggel, mint kis argon nyomás esetén.

A továbbiakban megmértük az egy kisülésben keletkezett töltés feszültség függését, valamint a holt idő feszültség függését a háromfajta töltésű számlálónál. Ezeket a méréseket következtetéseinknél felhasználjuk.

b/ Egy kisüléssel keletkezett töltés mérése

A "Mérőberendezés" fejezetben ismertetett módszerrel mértük a csőben az egy kisüléssel keletkezett töltés mennyiségét, a számlálóra adott feszültség függvényében. A 8. ábra szemlélteti az egy impulzus alatt keletkezett töltés-feszültség összefüggést a 15 Hgmm etilalkohol nyomásra a 15 Hgmm etilalkohol, 100 Hgmm argon nyomásra és a 15 Hgmm etilalkohol, 300 Hgmm argon nyomásra töltött csőnél.

A fenti módszerrel csak abban az esetben lehet mérni az egy kisülés alatt keletkezett töltés mennyiségét, ha a "kis" többszörös impulzusok nem lépnek fel. Argon, etilalkohol keverékkel töltött csöveknél a gerjedési tartományban ugyanugy, mint a plátótartományban a kisülés a szál körül, a szál teljes hosszában keletkezett ionfelhő kialakulásával kezdődik. A pozitív ionfelhő megindul a katód felé. A holtidő befejeződése után az ionfelhőben



9. ábra

szállított töltéshez a "kis" többszörös kisülésekkel keltett töltés hozzáadódik. Ha csak a szál körül, elsődlegesen kialakult teljes ionfelhőben szállított töltést akarjuk meghatározni, akkor a következő eljáráshoz folyamodhatunk. Az egyes lefutású oszcilloszkópon kapott impulzus integrálja arányos a töltéssel. Ezt az impulzus görbe alatti terület adja meg. Ez a terület a töltés abszolút értékére kalibrálható a plató szakaszban, ahol még nem lépnek fel a "kis" többszörös kisülések. A kis többszörös impulzusok megjelenése után a "nagy" kisülésben a "kis" impulzusok nélkül szállított töltés mennyiségét ugy kaphatjuk meg, hogy az impulzus regenerálódási szakaszát extrapoláljuk a 9. ábrán látható módon és az így nyert impulzus alatti területet számoljuk át a töltésre.

A 8. ábrán a 15 Hgmm etilalkohol és 100 Hgmm argon nyomásra töltött számlálócsőnél az 1180 V-hoz tartozó mérési ponttól kezdve, a "nagy" impulzusban szállított töltés mennyiségét az előzőekben vázolt módon állapítottuk meg, mivel ettől a feszültségtől kezdve "kis" többszörös impulzusok is fellépnek. Hasonlóan állapítottuk meg a "nagy" kisülésben keletkezett töltés mennyiségét 15 Hgmm etilalkohol és 300 Hgmm argon nyomású csőnél, a 2000 V-hoz tartozó mérési ponttól kezdve.

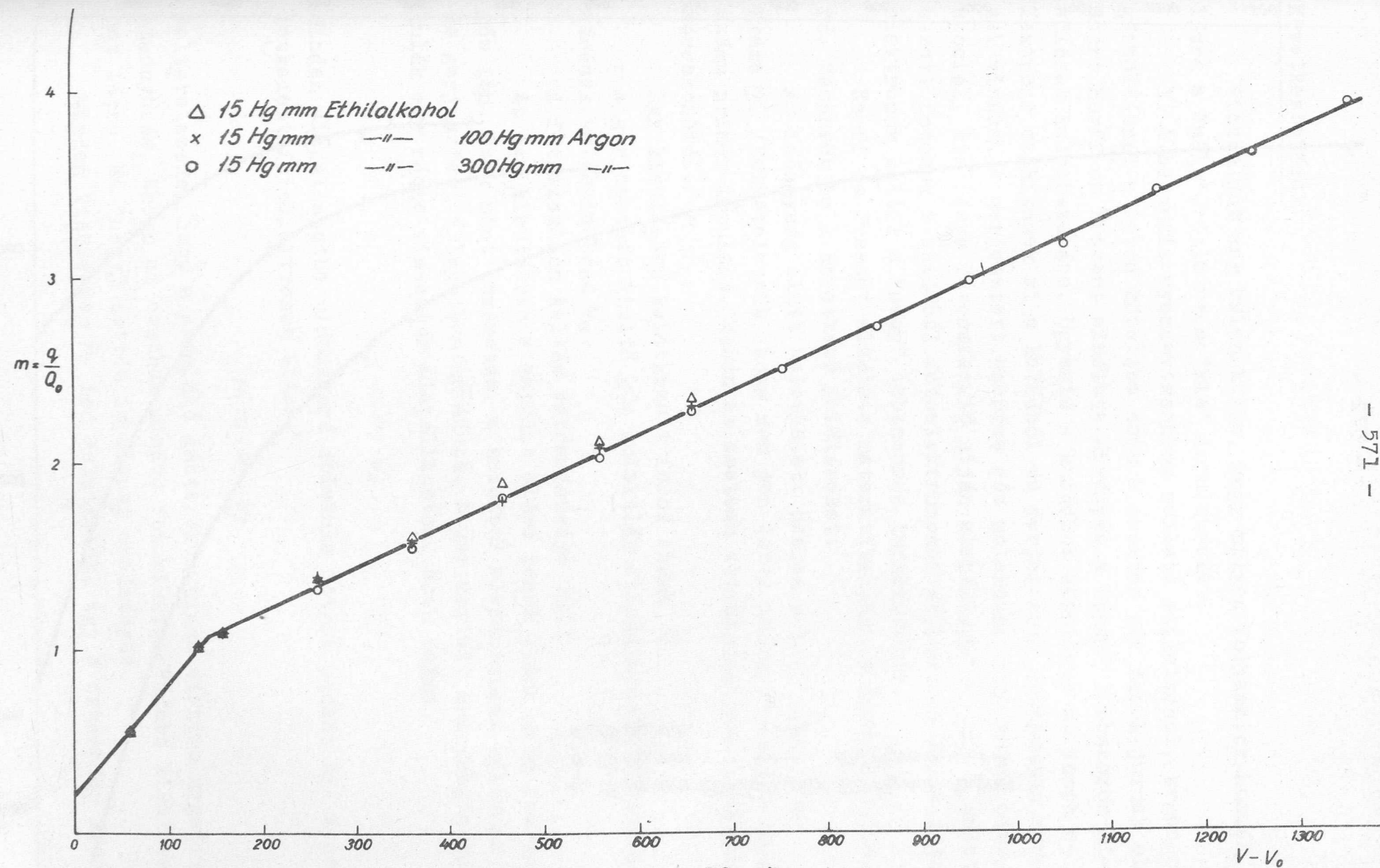
Mindhárom fajta gáztöltés esetén a számlálócsöveken átfolyó töltés-feszültség összefüggése két egyenes szakaszból áll. A mérések egyeznek az irodalomban található [6] mérési eredményekkel. Ezeket a mérési eredményeket elméletileg Wilkinson [7] igazolta. Ha a számlálóban nem történik kisülés, a számlálón Q_0 töltés van, ami a cső kapacitásából adódik. Ha a csövön átfolyó töltés nagyobb Q_0 -nál, a töltés-feszültség összefüggés meredeksége a $Q_0 < q$ -nak megfelelő értéknek kb. a fele lesz, és a Q_0 értéknél töréspont van. Wilkinson elméletileg kimutatta, hogy a $\frac{q}{Q_0}$ mennyiség nem függ a számláló gáztöltésétől és a nyomásától, csupán a számlálócső geometriai adataitól függ. Ezt nagy nyomásintervallumban kísérletileg is igazolták [8]. A 10. ábrán

$$\frac{q}{Q_0} = m$$

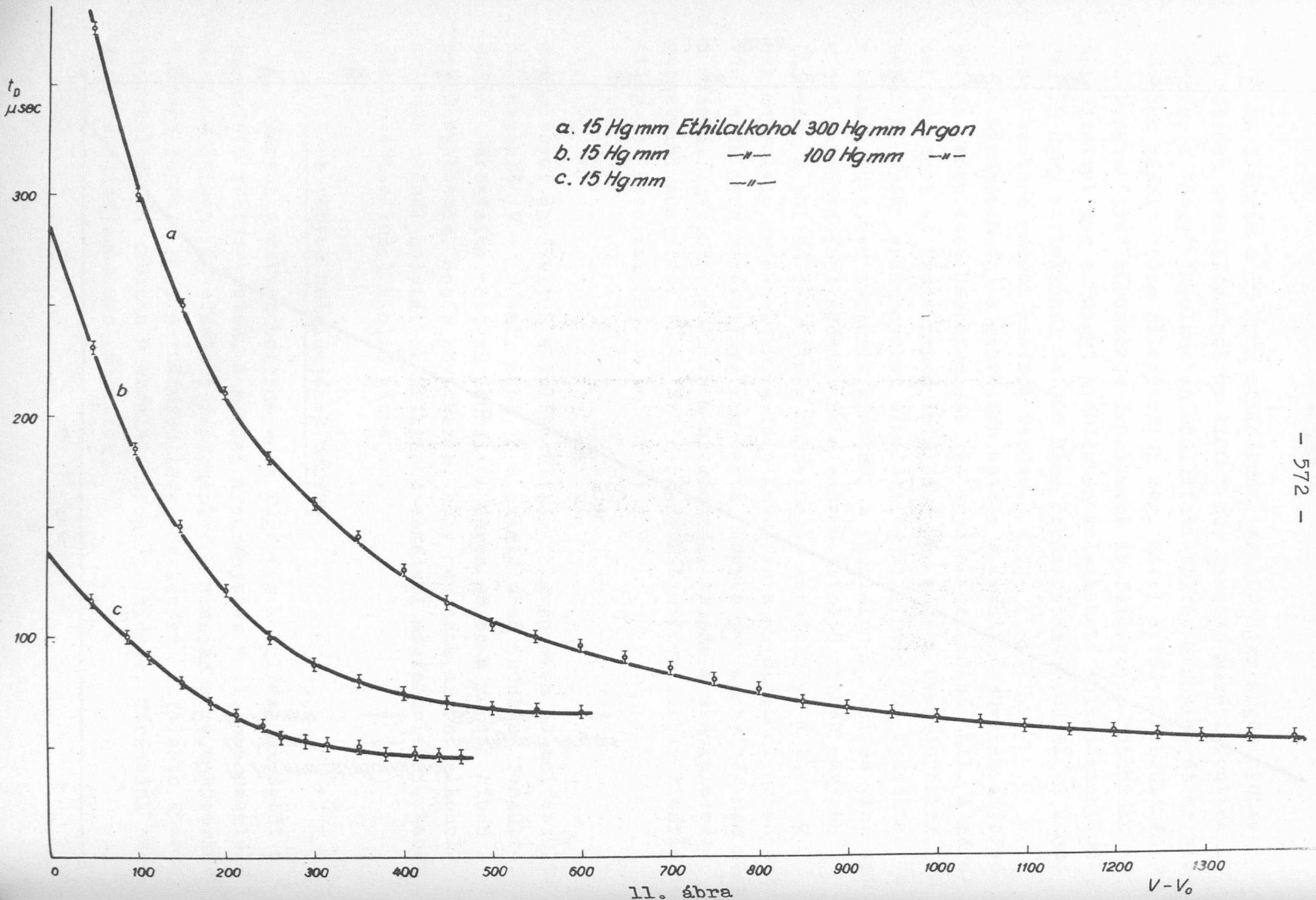
mennyiséget ábrázoltuk a tulfeszültség függvényében /a tulfeszültség egyenlő $(V - V_0)$ -al, ahol V_0 a számlálócső indulási feszültsége/, háromfajta töltésű csőnél. A három görbe a mérési hibán belül egybeesik. Ebből következik, hogy nem csak argon, alkohol töltésű csőnél helytállóak Wilkinson elméleti megfontolásai, hanem tiszta etilalkohol kioltó gázra is.

c/ A csövek holtidejének mérése

Mértük a csövek holtidejének függését a tulfeszültségtől a háromféle töltés esetén. A mérési eredményeket a 11. ábra szemlélteti. Wilkison [9] elméleti megfontolások alapján arra a következtetésre jutott, hogy a tulfeszültség növelésével általában közel hiperbolikusan csökken a számlálócsövek holtideje. Méréseink hasonló eredményeket szolgáltatottak.



10. ábra



Következtetések

Vizsgáljuk meg külön-külön, hogy milyen folyamatok hozzák létre a "nagy", illetve a "kis" impulzusokat.

I. A használt nyomásviszonyok mellett etilalkohol, argon gáztöltésnél a katód közelébe csak a szerves gőz ionok jutnak el. Ezért Korff és Present elmélete érvényes a "nagy" többszörös kisülések keletkezésére. Ugyanis a katódhoz közelérve az ionok elektront szakítanak ki a katódból és gerjesztett állapotban maradnak vissza. A gerjesztett szerves gőz molekulák nagy része disszociál, kis része fotoemisszió útján alapállapotba jut. A keletkezett fotonok a katódból fotoelektronokat válthatnak ki. A fotoelektronok keltik a "nagy" többszörös impulzusokat.

Korff és Present elmélete matematikailag is interpretálható. Vezessük be a következő jelöléseket:

Az időegység alatt keletkezett összes primer impulzusok száma n . /Feltételezzük, hogy nem jön létre időegység alatt nagyszámú primer impulzus. Ebben az esetben eltekinthetünk a holtidő korrekciótól./

Egy kisülésben keletkezett ionok száma n_i .

A gerjesztett kioltó gőz molekulák alapállapotba visszatérésének valószínűsége W_a .

A fotoelektron keltés valószínűsége W_f .

Az egy kisülésben a katódot elérő ionok száma mind szerves gőz ion. Ezek mint ismeretes, a katódból elektronokat váltanak ki és gerjesztett állapotban maradnak. A gerjesztett szervesgőz molekulák egy része visszatér alapállapotba. Ezek száma:

$$n \cdot n_i \cdot W_a$$

Minden alapállapotba visszatérő molekula fotont bocsát ki. A keletkezett fotoelektronok száma:

$$n \cdot n_i \cdot W_a \cdot W_f$$

Feltételezzük, hogy a számláló gázterében nincs elektro negatív szennyezés. Ebben az esetben minden fotoelektron újabb kisülést hoz létre. Ez "nagy" kettős impulzust eredményez.

Minden kisülésben n_i ion keletkezik, így a szekunder kisü-

lésben is. Mivel $n \cdot n_i^2 \cdot W_a \cdot W_f$ a szekunder kisülések száma, ezért az összes szekunder ion száma

$$n \cdot n_i^2 \cdot W_a \cdot W_f$$

A szekunder kisülések által a katódból kiváltott fotoelektronok száma:

$$n \cdot n_i^2 \cdot W_a^2 \cdot W_f^2$$

Ezzel a mennyiséggel egyenlő a tercier kisülések száma. Hasonlóan kapjuk a negyedik, ötödik stb. kisülés számát, vagyis a többszörös kisülések negyedik, ötödik stb. impulzusainak számát. Összegezéssel kapjuk n primér kisülés esetén az összes "nagy" többszörös kisülések számát. Ha ehhez hozzáadjuk a primér kisülések számát, akkor megkapjuk az összes "nagy" impulzusok számát.

$$N' = n + n n_i W_a W_f + n n_i^2 W_a^2 W_f^2 + n n_i^3 W_a^3 W_f^3 + \dots n n_i^r W_a^r W_f^r + \dots$$

Összegezve és kiemelve:

$$N' = n \sum_{r=0}^{\infty} n_i^r W_a^r W_f^r$$

Ez a sor végtelen geometriai sor. A sor összege $n_i \cdot W_a \cdot W_f > 1$ esetén divergens és $N \rightarrow \infty$. Ebben az esetben a cső nem működik mint kiváltó számláló, folyamatos kisülés jön létre. A fenti szorzat önkiváltó számlálósöveknél mindig kisebb egynél. Ugyanis egy impulzusban keletkezett ionok száma kb. 10^{10} , W_a értéke nagyságrendben 10^{-6} , és a W_f értéke nagyságrendben $10^{-4} - 10^{-5}$. A konvergencia esetén a geometriai sor összege:

$$N' = \frac{n}{1 - n_i W_a W_f} \quad //1/$$

Az egy kisülésben keletkezett ionok számát megkapjuk, ha az egy kisülésben keletkező töltést (q/V) osztjuk az elemi töltéssel

$$n_i = \frac{q/V}{e}$$

A $W_a \cdot W_f$ szorzat annak a valószínűsége, hogy a gerjesztett szerves gőz molekula alapállapotba tér vissza, ekkor fotont sugároz ki és ez a foton fotoelektront vált ki a katódból, ami újabb lavina megindításához vezet. Ez a szorzat tehát egy ionra vonatkoztatva a szekunder lavina kiváltásának valószínűségét fejezi ki. Továbbiakban $W_a \cdot W_f$ legyen W' -vel egyenlő. Ezeket beírva az //1/

egyenletbe, megkapjuk a N' függését a számlálóra adott feszültségtől, ha n és W értéke ismeretes, továbbá ismeretes a töltés feszültség függése.

$$N' = \frac{n}{1 - \frac{q/V}{\epsilon} W} \quad /2/$$

A /2/ egyenlet értelmezésére visszatérünk.

II. A kis többszörös impulzusok a regenerálódási szakaszban, tehát a gáztérben létrejövő folyamat eredményeként keletkeznek. Feltételezzük, hogy a szál körül keletkezett metastabil argon molekulák hozzák létre a holt idő után tapasztalt többszörös impulzusokat. Kruithof szerint [10] a szál körül kialakult lavinában 1:1 az arány a keletkezett ionok és metastabil atomok között az alkalmazott E/p tartományban. A lavinában keletkezett ionok számát, mint azt már előbb láttuk az egy impulzusban keletkezett töltésből kiszámíthatjuk. $n_i = \frac{q/V}{\epsilon}$. A metastabil atomok száma keletkezésük pillanatában, vagyis, amikor az anód körül a szál teljes hosszában kialakul az ionfelhő, n_i -vel egyenlő. A metastabil atomok bomlását bármely időpillanatban exponenciális törvény írja le.

$$N_M = n_i e^{-\beta t}$$

N_M a keletkezés pillanatától t idő múlva a megmaradt metastabil atomok száma. β -t a következő egyenlet szolgáltatja:

$$\beta = A\rho + B\rho^2$$

ρ az argon nyomása. Phless és Molnár [11] az állandókra a következő értékeket adták meg: $A = 40/\text{mm-sec}$ és $B = 9/\text{mm}^2\text{-sec}$. $A\rho$ a metastabil atomok spontán bomlását jelenti. $B\rho^2$ olyan metastabil bomlást jelent, amikor a metastabil atomból metastabil molekula keletkezik.

Méréseink során alkalmazott argon nyomásoknál az $A\rho$ tag elhanyagolható $B\rho$ mellett. Ebben az esetben a tulnyomó többségben metastabil molekulák keletkeznek a metastabil atomokból. A metastabil molekulák spontán elbomlanak. Bomlásuk alkalmával kb. 1250 \AA hullámhosszu ultraviola foton keletkezik.

A metastabil atomok elbomlását metastabil molekulákká és a metastabil molekulák spontán elbomlását Colli [12] vizsgálta. Ki-

sérletileg igazolta, hogy a metastabil atomok közepes élettartama τ_a és a nyomás között a következő összefüggés érvényes:

$$\tau_a = \frac{1}{9p^2}$$

/ p az argon nyomása Hgmm-ben/. Kisérletileg igazolta, hogy a metastabil molekulák közepes élettartama $\tau_m = 3,4 \mu\text{sec}$ és értéke nem függ a nyomástól.

A τ_a és τ_m mennyiségek ismeretében tetszőleges időpillanatban kiszámíthatjuk a megmaradt metastabil molekulák számát. Eredményül a következő egyenletet kapjuk:

$$N_m = n_i \frac{\frac{1}{\tau_a}}{\frac{1}{\tau_m} - \frac{1}{\tau_a}} \left| e^{-\frac{t}{\tau_a}} - e^{-\frac{t}{\tau_m}} \right|$$

Minden egyes metastabil molekula bomlásakor ultraviola foton keletkezik. A fotonok keletkezésének sebességét a

$$\frac{dF}{dt} = \frac{1}{\tau_m} N_m$$

egyenlet szolgáltatja.

Ha N_m értékét behelyettesítjük és integráljuk az egyenletet t -től ∞ -ig, akkor megkapjuk a t időpont után keletkezett összes ultraviola fotonok számát.

$$F = \frac{n_i}{\tau_a - \tau_m} \left| \tau_a e^{-\frac{t}{\tau_a}} - \tau_m e^{-\frac{t}{\tau_m}} \right| \quad /3/$$

Ezek a fotonok a szál körül keletkeznek és csak egy részük ér el a katódhoz, mert közben abszorbeálódnak. Azok a fotonok, melyek elérik a katódot, fotoelektront válthatnak ki. Annak a valószínűségét, hogy a foton eléri a katódot, jelöljük w_f -el és a fotoelektron kiváltásának valószínűségét jelöljük w_e -vel. A $w_e \cdot w_f$ szorzat annak a valószínűsége, hogy az anódnál keletkezett foton szekunder elektront vált ki /a szorzatban w -vel jelöljük/. A fotonok által kiváltott elektronok az ionfelhő mozgásához képest elhanyagolhatóan rövid idő alatt elérik az anód környezetét és ott újabb lavinát indítanak meg. Ez a folyamat tehát közvetlenül a holtidő után a regenerálódási szakaszban jön létre.

A számláló holtideje után megmaradt metastabil molekulákból származó fotonok számát a /3/ egyenlet adja meg, ha t helyébe a holtidőt (t_D/V) helyettesítjük. A fotonoktól származó "kis"

többszörös impulzusok számát megkapjuk, ha a /3/ egyenletet w -vel szorozzuk:

$$\frac{n_i}{\tau_a - \tau_m} \left/ \tau_a e^{-\frac{t_p}{\tau_a}} - \tau_m e^{-\frac{t_p}{\tau_m}} \right/ w \quad /4/$$

Minden "nagy" impulzus kialakulása után a holtidő befejeztével létrejönnek a metastabil molekulák bomlásából származó "kis" többszörös impulzusok kisebb, vagy nagyobb számban attól függően, hogy a holt idő milyen értéket vesz fel.

Az összes "kis" többszörös impulzusok számát N'' megkapjuk, ha a /4/ kifejezést megszorozzuk az összes "nagy" impulzusok számával N' . Ezenkívül n_i helyébe $\frac{q/V}{\epsilon}$ -t helyettesítjük.

$$N'' = \frac{n}{1 - \frac{q(V)}{\epsilon}} w \cdot \frac{\frac{q}{\epsilon} w}{\tau_a - \tau_m} \left/ \tau_a e^{-\frac{t_p}{\tau_a}} - \tau_m e^{-\frac{t_p}{\tau_m}} \right/ \quad /5/$$

A "nagy" és "kis" impulzusok összege adja a számlálóban időegység alatt keletkezett összes kisülések számát N , ha n primer lavina jön létre időegység alatt.

$$N = N' + N'' = \frac{n}{1 - \frac{q(V)}{\epsilon}} w + \frac{n}{1 - \frac{q(V)}{\epsilon}} \cdot \frac{\frac{q}{\epsilon} w}{\tau_a - \tau_m} \left/ \tau_a e^{-\frac{t_p/V}{\tau_a}} - \tau_m e^{-\frac{t_p/V}{\tau_m}} \right/ \quad /6/$$

A "nagy" impulzusok feszültségfüggésére kapott egyenlet /2/ egyenlőszáru hiperbola egyenlete. Ha oly módon ábrázoljuk, hogy az abszcissza a feszültség tengely az ordináta az N' értéke, akkor a hiperbola abszcisszával párhuzamos asszimptotája $N' = n$ értéknél található. Az N' tengellyel párhuzamos asszimptota a

$$W = \frac{E}{q/V'}$$

egyenlethez tartozó V' értéknél található. Az indulási feszültségtől kezdve a feszültséget növelve eleinte lassan nő a függvény értéke. Az egy kisülésben szállított töltés-feszültség összefüggésében található töréspontnak megfelelő feszültségnél az N'/V' függvény görbén enyhe törés mutatkozik. A feszültség növelésével egyre meredekebben emelkedik a függvény értéke. Az asszimptotát megközelítve az N' értéke rohamosan növekedik. A hiperbola abszcisszával közel párhuzamos szakasza felel meg a platónak. Ha a számláló gáztöltése csak kioltó gőzt tartalmaz, vagy ha az argont is tartalmaz és diszkriminátor segítségével a "kis" impulzusokat leválasztjuk, akkor a hiperbola rohamosan növekedő szakasza felel

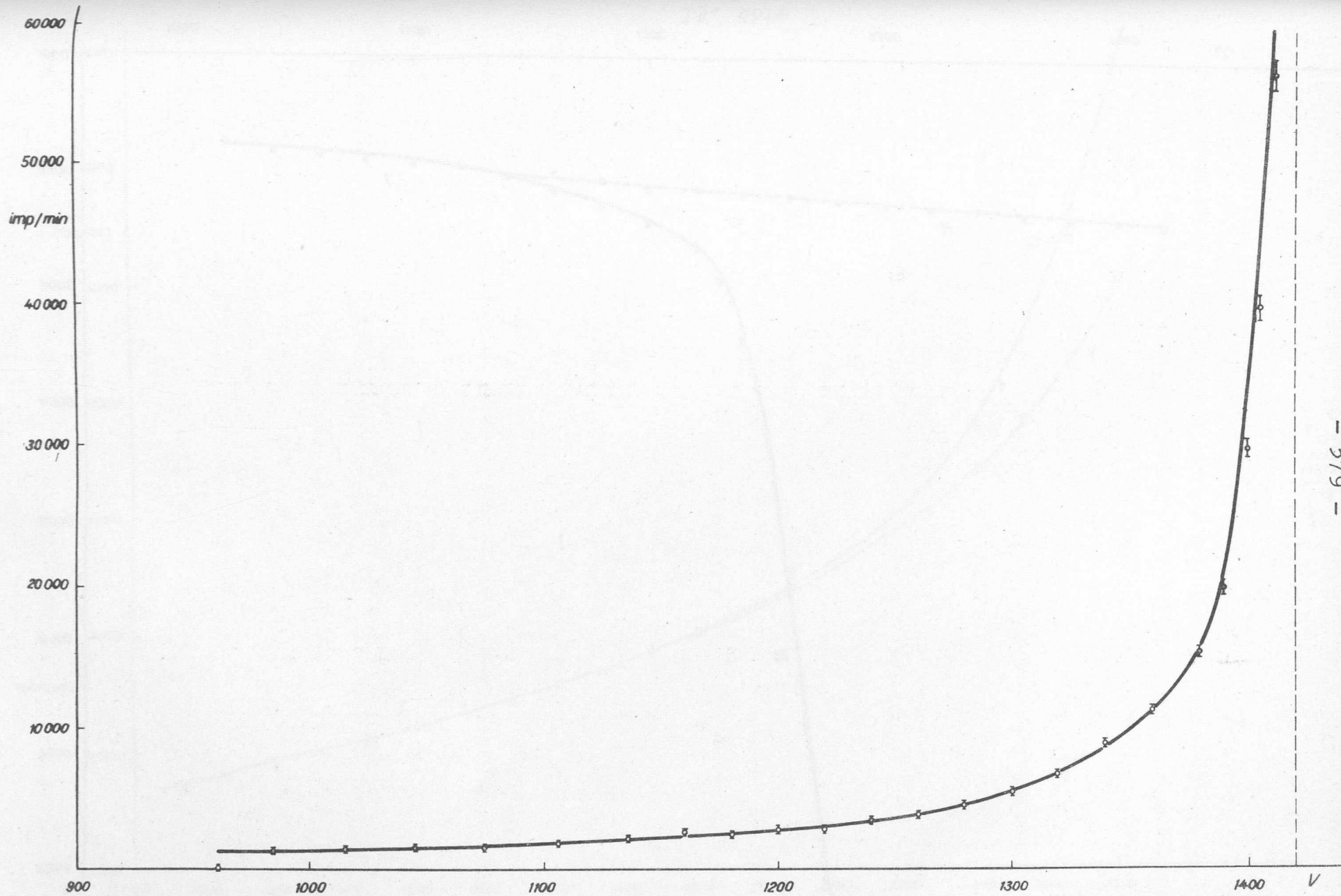
meg a gerjedési tartománynak. Ugy tekinthető, hogy N' tengellyel párhuzamos asszimptotának megfelelő V' feszültségnél a számlálócsőben folyamatos kisülés jön létre. A hiperbola abszcisszával közel párhuzamos szakaszának meredeksége a W értékétől függ, ha ennek értéke nő, akkor a meredekség is nő és megfordítva. Ezenkívül W értéke szabja meg mint láttuk az ordinátával párhuzamos asszimptota helyét, vagyis azt a feszültséget V' , ahol elméletileg folyamatos kisülés jön létre.

Az /5/ egyenlet adja meg a "kis" többszörös impulzusok számát időegységre vonatkoztatva argon, kioltógáz keverékkel töltött csöveknél. Ha az indulási feszültségtől kezdődően növeljük a feszültséget, akkor eleinte az /5/ egyenlet értéke igen kicsiny, megadott τ_a , τ_m W és w értékek esetén. A feszültség növelésével a holtidő t_D/V értéke csökken, a q/V értéke lineárisan nő /1.a. Mérési eredmények c.fejezetet/, ezért a feszültség növelésével egyre rohamosabban nő az N'' értéke. A "kis" többszörös impulzusok nyomástól való függése a τ_a mennyiségen keresztül lép fel. Mint már láttuk, a τ_a értéke az argon nyomással fordítva arányos. Ezért nagyobb argon nyomás esetén a "kis" többszörös impulzusok száma a feszültség növelésével lassabban növekszik, mint kis nyomás esetén.

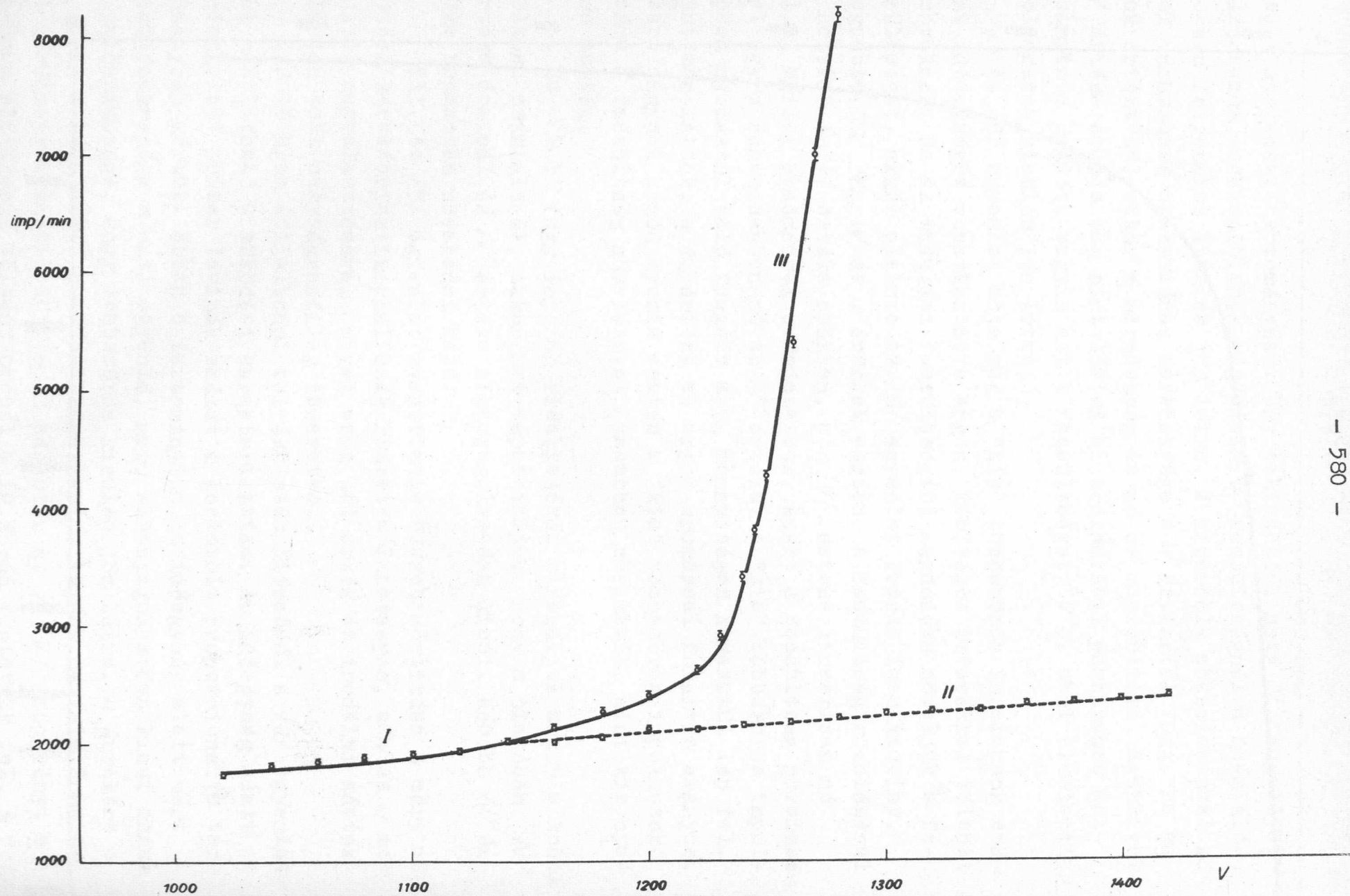
Ha $N'+N''$ függvény /6/ viselkedését vizsgáljuk argon alkohol töltésű számlálónál, akkor azt tapasztaljuk, hogy a platóban N' értéke dominál és N'' értéke elhanyagolhatóan kicsi. Később N'' értéke rohamosan növekedni kezd.

III. Az /5/ egyenlet kvantitatív összehasonlítása a mért működési karakterisztikákkal csak közvetve lehetséges, a W és w megfelelő megválasztásával, mivel ezen két érték az irodalmi adatok alapján csak nagyságrendileg ismeretes.

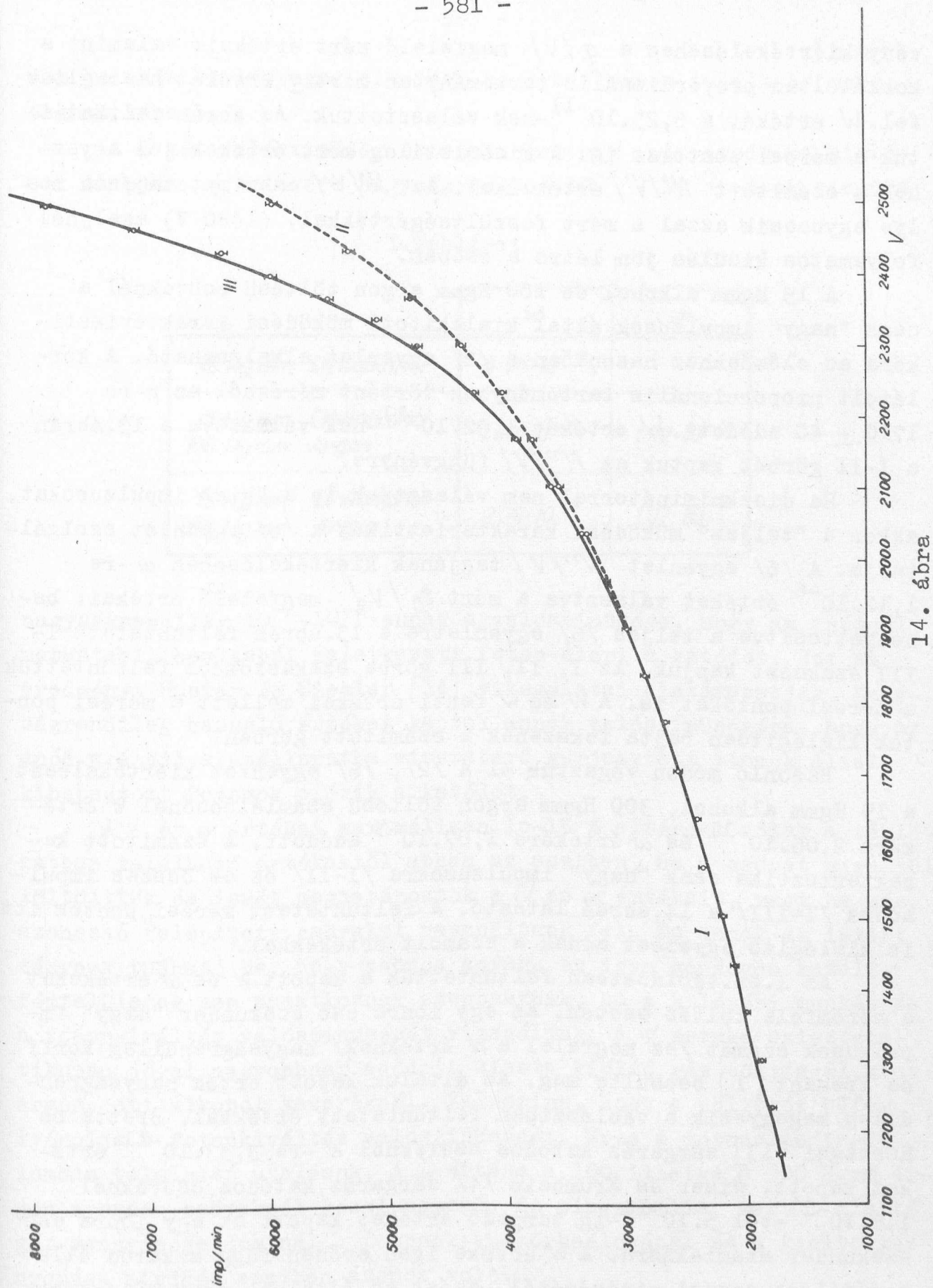
A 15 Hgmm etilalkohol töltésű számlálócsőnél a /2/ egyenlettel közelíthető a működési karakterisztika. Az időegység alatt keletkezett primer lavinák számát a korlátolt proporcionális tartományban mértük. Ebben a tartományban az időegység alatt mért kisülések száma n -nel egyenlő, mert elhanyagolhatóan kicsi annak a valószínűsége, hogy többszörös kisülés jön létre. n értékére a 2. ábrán feltüntetett működési karakterisztikának megfelelő mérési körülmények között 1050 ± 33 adódott. Az N'/V függvényt a 15 Hgmm etilbromid töltésű csőnél a 12. ábrán tüntettük fel. A függ-



12. ábra



13. ábra



14. ábra

vény kiértékeléséhez a q/V megfelelő mért értékeit valamint a korlátoltan proporcionális tartományban mért η értékét használtuk fel. W értékét a $6,25 \cdot 10^{-11}$ -nek választottuk. Az ábrán feltüntettük a mérési pontokat is. A kísérletileg mért értékek jól egyeznek a számított N'/V' értékekkel. Az N'/V' asszimptotájának helye egybeesik azzal a mért feszültségértékkel, (1420 V) amelynél folyamatos kisülés jön létre a csőben.

A 15 Hgmm alkohol és 100 Hgmm argon töltésű csöveknél a csak "nagy" impulzusok által kialakított működési karakterisztikára az előzőekhez hasonlóan a /2/ egyenlet alkalmazható. A korlátolt proporcionális tartományban történt mérésből az n -re 1710 ± 40 adódott. W értékét $1,92 \cdot 10^{-11}$ -nek választva a 13. ábrán a I-II görbét kaptuk az N''/V függvényre.

Ha diszkriminátorral nem választjuk le a "kis" impulzusokat, akkor a "teljes" működési karakterisztikát a /6/ egyenlet szolgáltatja. A /6/ egyenlet N''/V tagjának kiértékeléséhez w -re $1,12 \cdot 10^{-6}$ értéket választva a mért t_{η}/V megfelelő értékeit behelyettesítve a teljes /6/ egyenletre a 13. ábrán feltüntetett I-III szakaszt kapjuk. Az I, II, III görbe szakaszokhoz feltüntettük a mérési pontokat is. A W és w fenti értékei mellett a mérési pontok kielégítően rajta fekszenek a számított görbén.

Hasonló módon végeztük el a /2/, /6/ egyenlet kiértékelését a 15 Hgmm alkohol, 300 Hgmm argon töltésű számlálócsőnél W értékére $2,06 \cdot 10^{-11}$ és w értékére $1,07 \cdot 10^{-6}$ adódott. A számított karakterisztika csak "nagy" impulzusokra /I-II/ és az összes impulzusra /I-III/ a 14. ábrán látható. A feltüntetett mérési pontok itt is kielégítő egyezést adnak a számolt értékekkel.

Az I.sz. táblázatban feltüntettük a kapott W és w értékeket a háromféle töltés esetén. Az egy ionra eső szekunder "nagy" impulzusok számát /ez megfelel a W értéknek/ nagyságrendileg Korff és Present [1] becsülte meg. Az általuk kapott érték nagyságrendileg megegyezik a táblázatban feltüntetett értékkel. Bretta és Rostagni [13] sárgaréz katódos csöveknél W -re $3,33 \cdot 10^{-11}$ értéket kapott. Wiser és Krumbein [4] sárgaréz katódos csöveknél $1,8 \cdot 10^{-11}$ -től $5 \cdot 10^{-11}$ -ig terjedő értéket kapott az egy ionra eső szekunder számlálásra. A W értéke igen erősen függ a katód állapotától és anyagi minőségétől, ezért az általunk mért W értékek

nem jelentenek lényeges eltérést az irodalomban található mérésekhez képest.

A w két valószínűség szorzata $w_f \cdot w_a$. Az irodalmi utalások alapján w_a értékére nagyságrendben $10^{-4} - 10^{-5}$. Ezek szerint

I. Táblázat

	W	w
15 Hg mm Ethilalkohol	$6 \cdot 25 \cdot 10^{-11}$	
15 Hg mm Ethilalkohol 100 Hg mm Argon	$1,92 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 12 \cdot 10^{-6}$
15 Hg mm Ethilalkohol 300 Hg mm Argon	$2,06 \cdot 10^{-11}$	$1,07 \cdot 10^{-6}$

nagyságrendileg $10^{-1} - 10^{-2}$ annak a valószínűsége, hogy az anódnál metastabil bomlásból keletkezett foton eléri a katódot. Ezt az eredményt Huster és Siegler [14] vizsgálatai alátámasztják. Nagyságrendileg hasonló értéket kaptak annak valószínűségére, hogy az anód szálnál alapállapotba visszatérő gerjesztett atomok által kibocsátott fotonok eléri a katódot.

A W és w értékei maximálisan 10-15 % eltérést adtak a táblázatban található értékektől abban az esetben, ha a csövet újra töltöttük és ismét meghatároztuk a W és w értékeit, vagy ha más, azonosan felépített csöveket használtunk fel. Ez annak az ismert ténynek tudható be, hogy azonos anyagu és igen gondosan kezelt fémfelületek sem mutatkoznak azonosaknak, ha a kilépési munkát és a fotonkiváltás valószínűségét vizsgáljuk. A W értéke szisztematikusan jóval nagyobbak adódott tiszta kioltó gáz töltésnél, mint argon, etilalkohol keveréknél. Valószínű, hogy a töltőgáz befolyásolja a fotonkiváltás valószínűségét. Erre a fotocella irodalomban található utalások. A w értéke a 100 illetve a 300 Hgmm argon nyomásu csöveknél közel egyező. Ez plauzibilis, mert a kioltó gáz mennyisége dominál a fotonok abszorbeálásánál és a kioltó gáz nyomása mindkét esetben azonos volt.

I r o d a l o m

- [1] S.A.Korff és R.D.Present: Phys.Rev. 65, 274 /1944/
- [2] D.Willard és C.G.Montgomery: Rev.Sci.Instr.21, 520 /1950/
- [3] L.Colli és U.Facchini: Phys.Rev. 88, 987 /1952/
- [4] H.L.Wiser és A.D.Krumbein: Phys.Rev. 98, 303 /1955/
- [5] G.H.Stever: Phys.Rev. 59, 765 /1941/
- [6] G.H.Stever: Phys.Rev. 61, 38 /1942/
- [7] D.H.Wilkinson: Phys.Rev. 79, 1472 /1948/
- [8] A.G.Fenton és E.W.Fuller: Proc.Phys.Soc.A. 62, 32 /1949/
- [9] D.H.Wilkinson: Ionisation Chambers and Counters /Cambridge/, University Press, Cambridge, 1950/p.206
- [10] A.A.Kruithof: Physics 7, 519 /1950/
- [11] A.V.Phelps és J.P.Molnar: Phys.Rev. 89, 1202 /1953/
- [12] L.Colli: Phys.Rev. 95, 892 /1954/
- [13] E.Beretta és A.Rostagni: Nouvo Cimento 6, 391 /1949/
- [14] E.Huster és E.Ziegler: Zeitschrift f.Phys. 146, 281 /1956/

Elhangzott 1958.szeptember hóban a gázkisülések fizikájáról tartott kollokviumon.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

HIDEGKATÓDOS GLIMMSZÁMLÁLÓK GYUJTÁSI ÉS STABILITÁSI PROBLÉMÁI. I.

Irta: Tóth Lajos

Radiológiai Osztály

Összefoglalás

Impulzusszámláló áramkörökben néhány éve szívesen alkalmaznak hidegkatódos dekadikus számlálócsöveket. Ennek okát abban találhatjuk, hogy egyszerű áramkörökben, aránylag kevés és nem túlságosan szigorú specifikációt követelő alkatrészigény mellett működnek, kielégítő számlálási sebességekig használhatók; a kapcsolások működése egyszerűségük miatt megbízható.

Közleményünk ismerteti egy leírások alapján reprodukált, külföldi típusu dekatron, továbbá egy saját szabadalmi bejelentéssel védett új típusu, rétegezett felépítésű /sandwich/ dekad számlálóval kapcsolatos tapasztalatainkat. A mérési eredmények alapján megadjuk a kisülés továbbítási mechanizmusának pontosabb magyarázatát.

Bevezetés

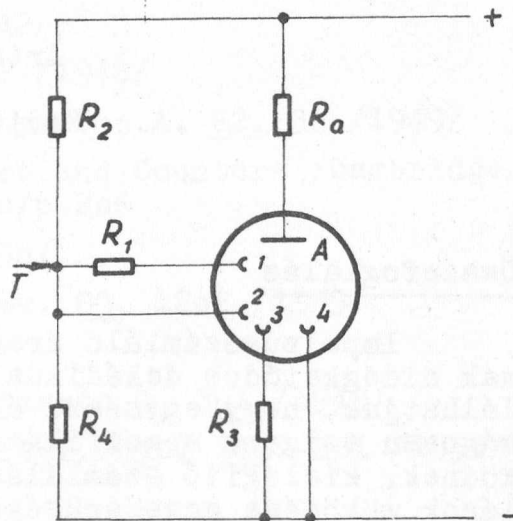
A dekadikus glimmszámlálók különböző típusait, a működés kvalitatív leírásával együtt, külföldi szerzők cikkein kívül [1-5], egy korábbi dolgozatunk ismerteti [6]. Ebben a reprodukciónál szerzett néhány tapasztalatunkról is beszámoltunk.

Jelen közleményben az azóta alkalmazott átszerkesztés [7] eredményeként nyert, előnyösebb működési tulajdonságokkal s egyúttal nagyobb számlálási sebességgel rendelkező csőtípus működésével kapcsolatos vizsgálatainkat írjuk le. Ezt megelőzően azonban közöljük a reprodukált külföldi típussal kapcsolatos további méréseknél elért eredményeinket.

A glimmszámláló működésének rövid ismertetése:

A reprodukált csőtipusnál körlap alaku anódlemezt negyven nikkel katódbot vesz körül, melyek változtatva tizenként egy-egy nikkelgyűrűre vannak hegesztve és közösen kivezetve. Az elektródok távolságtartását csillám szigetelőlemezek biztosítják.

A csövek bemérésénél a következő kapcsolást használtuk: Az A anód R_a munkaellenálláson keresztül csatlakozik a tápfeszültség pozitív pólusához, a 4. /pozíciójelző/ katódcsoport közvetlenül, a 3. csoport az R_3 ellenálláson keresztül a negatívhoz. A 2. és 1. továbbító katódcsoport hasonlóképpen közvetlenül, illetve (R_1) ellenállás csatolásával kis pozitív előfeszültséget kap.



1. ábra

A tápfeszültség bekapcsolásakor a pozíciójelző katódok valamelyike gyújt, s a munkaellenállás megfelelő méretezése esetén csak egy elektrodón marad égve a kisülés.

A kisülés továbbítása céljából az 1. és 2. csoportra kell negatív impulzust betáplálni. Az egyirányú továbbhaladás módja könnyen érthető a trigger-csövek gyújtásának ismerete alapján. Ezeknél a csöveknél a fő kisülési közben a gyújtási feszültségnél kisebb feszültségen indul meg a kisülés, ha a katód közelében elhelyezett gyújtóelektród begyújtásával a szükséges katódteret /nagy potenciálgradiens/ kialakítjuk. A mellék kisülés begyújtásával tehát a fő kisülési köz gyújtási feszültsége csökkenthető.

Hasonló hatása van a dekád-számláló minden égő kisülésének a szomszédos kisülési közök gyújtására. Az ily módon csökkentett gyújtási feszültséget megkülönböztetésül "indukált gyújtási feszültség"-nek (V_{ig}) nevezzük.

A továbbító impulzus hatására az égő pozíciókatód melletti 1. továbbító gyújt. Az egyidejűleg égő két kisülés megnöveli a feszültségeszt a munkaellenálláson, az alkalmazott továbbító im-

pulzus tehát az anód számára is mintegy negatív impulzust jelent, mely az előző kisülést kioltja. Az R_1 ellenállás jelenléte miatt az 1. elektród árama T-hez képest pozitív potenciálra viszi az 1. továbbítókatódot, így a kisülés a 2.csoport soron következő elektródjára vándorol. Az impulzus megszűnte után hasonló folyamat a következő /3./, majd az ezt követő pozíciójelző katódra viszi a kisülést.

Az impulzusok ismétlésével így a kisülés fokozatosan körbehalad, s az impulzusszünetekben mindig az éppen világító pozíciójelzőn tartózkodik.

Mérési eredmények

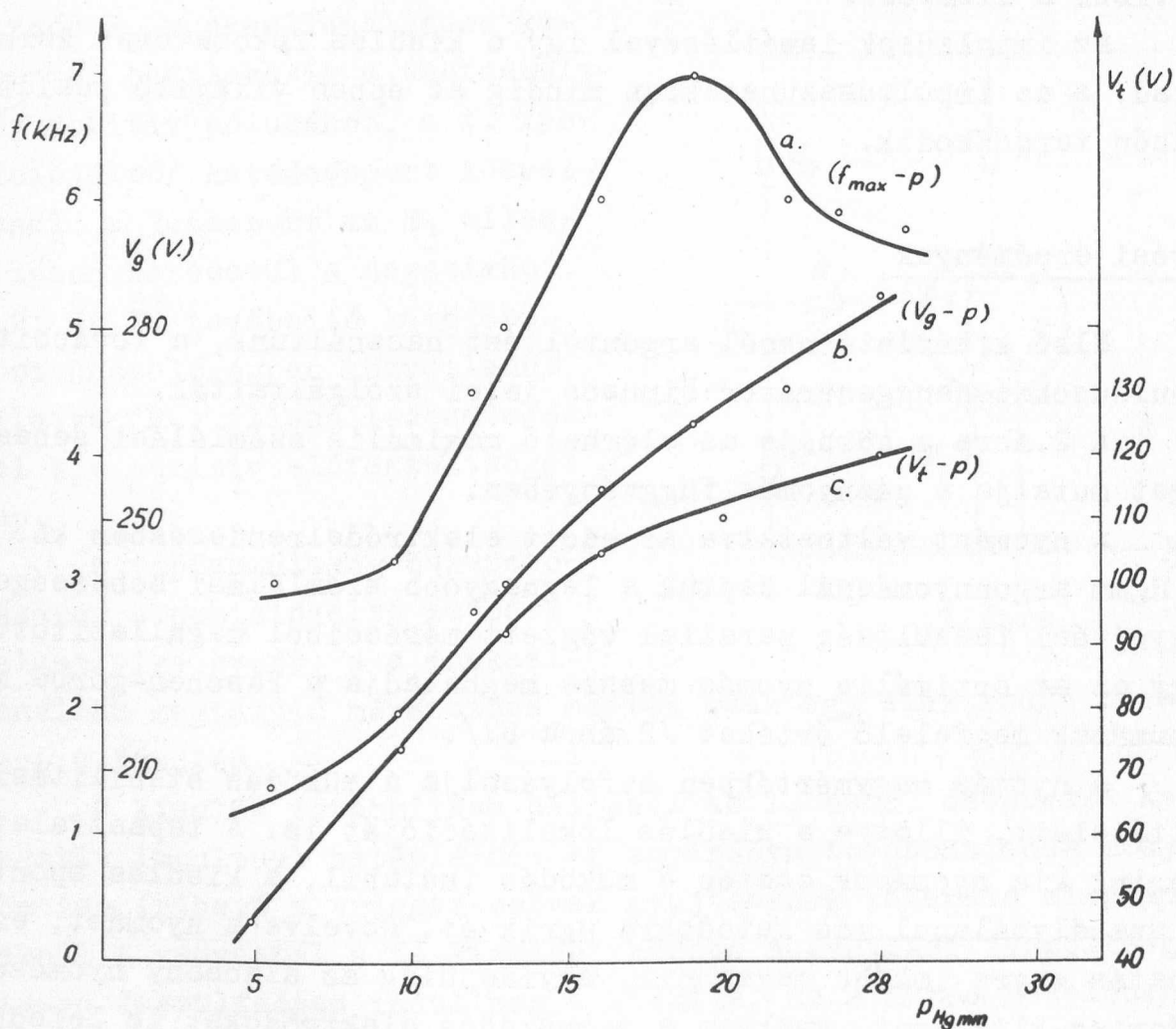
Első kísérleteinknél argontöltést használtunk, a továbbító impulzusokat hanggenerátor sinusos jelei szolgáltatták.

A 2.ábra a görbéje az elérhető maximális számlálási sebességet mutatja a gáznyomás függvényében.

A nyomást változtatva az adott elektródelrendezésben kb. 18 Hgmm argonnyomásnál kaptuk a legnagyobb számlálási sebességet. A gyújtási feszültség parallel végzett méréseiből megállapítottuk, hogy ez az optimális nyomás messze meghaladja a Paschen-görbe minimumának megfelelő értéket /2.ábra b./.

A nyomás nagymértékben befolyásolja a működés stabilitási feltételeit, illetve a kisülés lokalizációját is. A tapasztalatok szerint kis nyomások esetén a működés instabil, a kisülés spontán és szabálytalanul más katódokra ugrik át. Növelve a nyomást, ez a hatás egyre inkább megszűnik, egyidejűleg az alacsony nyomáson aránylag kiterjedt, gyakran a szomszédos elektródokat is lefedő diffúz glimmfény összehuzódása figyelhető meg, végül egészen vékony fényes réteg veszi körül a katódot. A katódtér kiterjedésének ilyen nyomásfüggése egyébként jól ismert jelenség és szempon-
tunkból a következők miatt lényeges. A szomszédos elektródáknak a továbbgyújtást elősegítő hatását éppen a katódtér kiterjedése szabja meg. Az irodalomban e hatás jellemzésére az "ionizációs csatolás" fogalmát, illetve számértékét használják [8]. Kis gáznyomások esetén, midőn a katódtér a szomszédos elektródot is lefedi, száz százalékos csatolás van a két kisülési köz között, ilyenkor továbbító impulzus nélkül is lehetséges spontán tovább-

haladás. A nyomás növelésével viszont túlságosan kismértékű lesz a csatolás és csak nagy továbbító impulzus hatására érhetünk el kisülés továbbítást.



2. ábra

A Φ ionizációs csatolás szokásos definíciója:

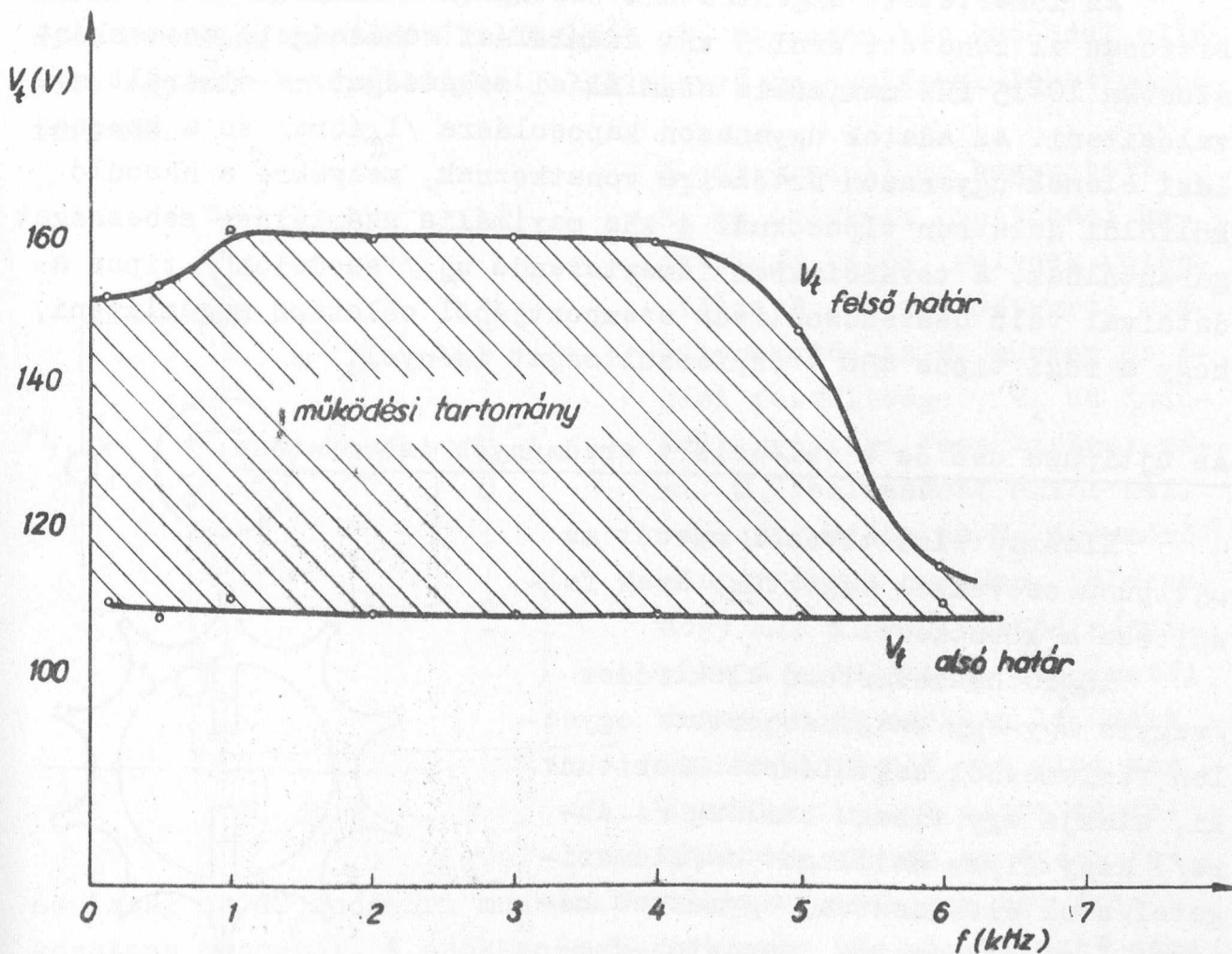
$$\Phi = \frac{V_g - V_{ig}}{V_g - V'_e}$$

V_g a kisülés gyújtási feszültsége, V'_e az égési feszültsége.

Mérési eredményeink a lokalizációra és az alkalmazandó továbbító impulzus nagyságára vonatkozó megfontolások helyességét

jól igazolják. A 2. ábra c görbéje a továbbításához szükséges impulzusamplitudó nyomásfüggését mutatja.

Egy adott nyomáson (16 Hgmm) a frekvencia függvényében vizsgálva azt az amplitudótartományt, melyben a kisülés továbbhalad, a 3. ábrán látható összefüggés adódott. Más nyomásokon az összefüggés kvalitatíve ugyanilyen.



3. ábra

A görbék menete a következőképpen értelmezhető:

Az alsó feszültséghatár értékét nyilván a sztatikusan mérhető ionizációs csatolás mértéke szabja meg, s additive tartalmazza az alkalmazott előfeszültséget is. Adott nyomáson tehát a minimális továbbító impulzus állandó.

A felső határ onnan adódik, hogy túl nagy feszültség hatására egyszerre több elektródnál is indulhat kisülés, s a továbbhaladás nem lesz többé folytonos.

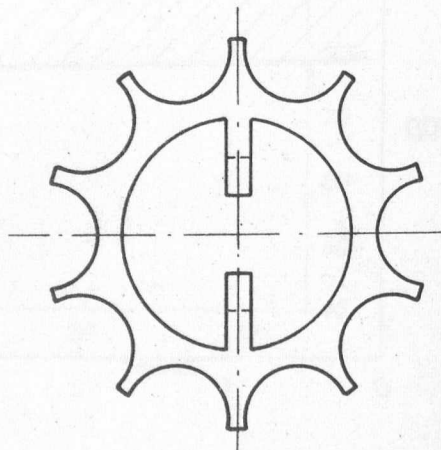
A felső görbe esésének oka valószínűen az, hogy a minimálisan szükségesnél nagyobb továbbító impulzus alkalmazása megnöveli a kisülés áramát, s ez a deionizációs folyamatok meghosszabbodását eredményezi. Ezek időtartama határozza meg a szükséges impulzusszünet hosszát, rövidebb impulzusszünet esetén a még visszamaradó tértöltés miatt visszagyújtás következhet be, a kisülés nem halad tovább.

Az ismertetett argontöltésű csőtipussal szériákban is üzembiztosan el lehetett érni 5 kHz számlálási sebességet, esetenként azonban 10-15 kHz maximális számlálási sebességet is sikerült megvalósítani. Az adatok ugyanazon kapcsolásra /1.ábra/ és a kapcsolási elemek ugyanazon értékeire vonatkoznak, melyekre a hasonló külföldi dekatron típusoknál 4 kHz maximális számlálási sebességet garantálnak. A továbbiakban ismertetendő új /"sandwich"/ típus adataival való összehasonlítás szempontjából célszerű megemlíteni, hogy a régi típus 450 V tápfeszültséget igényel.

Az új típusú cső és a vele elért eredmények ismertetése:

Kísérleteink további részét az új típusú csövekkel végeztük. Ezek felépítése a következő:

10-10 összetartozó elektródot /vagyis egy-egy katódcsoporthoz/ egyetlen fémlemezről sajtolással alakítunk ki, alakja egy tízágú csillag /4.ábra/. Négy ilyen csillagot csillámszigeteléssel elválasztva, egymáshoz képest 90° -al elforgatva, sandwich-szerűen rétegezzük egymásra. Legfelül a körlap alakú anódlemez helyezkedik el.



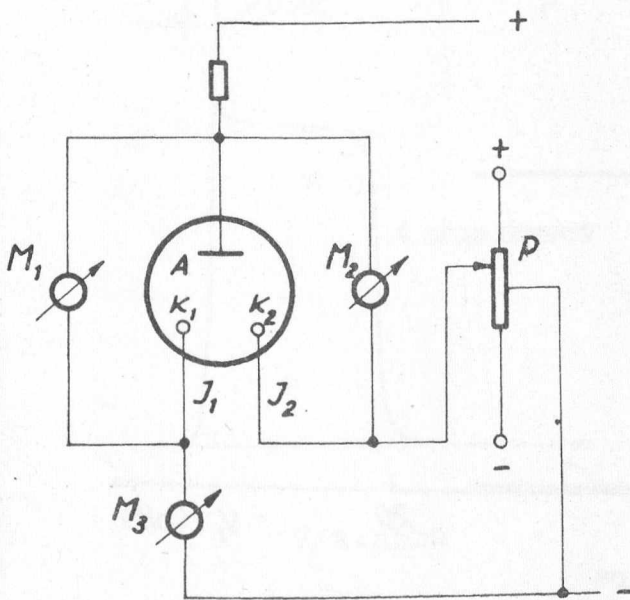
4. ábra

Új konstrukciónkkal eredetileg elsősorban a szerelés egyszerűsítését kívántuk elérni, csupán 5 hegesztés szükséges 41 helyett. A kísérletek során szerzett tapasztalatok szerint azonban ez a típus nagyobb számlálási sebesség üzembiztos és egyszerű elérését is lehetővé tette. Ezen felül a mérési eredmények nagymértékben elősegítették a továbbítási mechanizmus pontosabb megismerését.

Eredményeink ismertetésénél a következő célkitűzések szempontjait követjük:

- a/ kis továbbító amplitudó
- b/ alacsony tápfeszültség
- c/ nagy számlálási sebesség.

a/ A minimális továbbító amplitudó nagyságát a szomszédos kisülés begyújtásának igénye szabja meg. Nyilván függ az ionizációs csatolás mértékétől, amelyet pl. összesen két katóddal ellátott egyszerű csőpéldánynál a következő kapcsolással lehet meghatározni:



5. ábra

K_1 az eredetileg begyújtott, K_2 az indukált gyújtással begyújtandó katód, melynek potenciálja P potencióméterrel szabályozható. Az M_1 műszer az égési feszültséget, M_2 az indukált gyújtási feszültséget méri. M_2 leolvasását akkor kell végezni, midőn az M_3 árammérő műszer árama csökken, jelezve, hogy már mindkét katód résztvesz a kisülésben. A K_1 katód árama azért csökken le, mert egyidejűleg a K_2 is visz már áramot, viszont adott tápfeszültség esetén az égési fe-

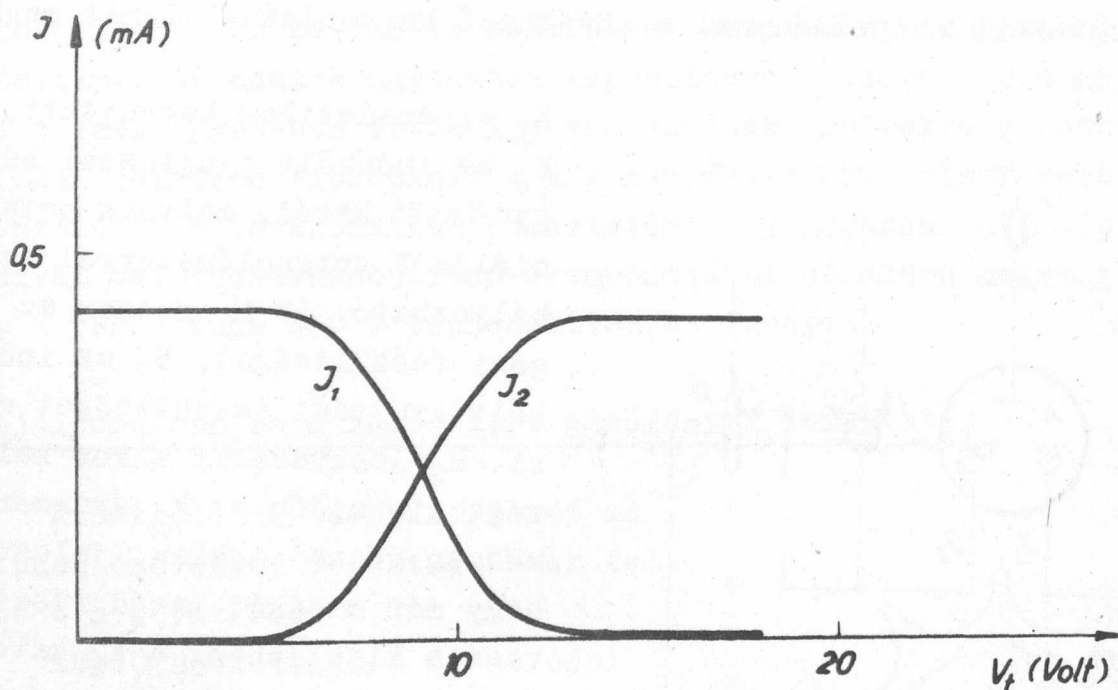
szültség és az anódköri munkaellenállás megszabja a két áram konstans összegét. A csökkenés K_2 valamely (K_1 -hez képest) negatív feszültségénél következik be. A katódok potenciálkülönbsége ekkor

$$V_{ig} - V'_e = V_t$$

V_t -t nevezzük továbbító feszültségnek, értékének - pontosabb irodalmi utalás hijján - önkényesen a két katód kisülés-továbbítási karakterisztikája metszéspontjának abszcisszáját tekintjük.

Erre vonatkozólag jellegzetes mérési eredmény a 6. ábrán látható.

Az átmeneti tartomány relative hosszu kb. 6 V-os intervallumra terjed ki, szükség van tehát az előbbi önkényes módszer alkalmazására. Meglepő, hogy dekádcsökeinket ilyen kapcsolásban mérve, az erre vonatkozó továbbító feszültségek sokkal kisebbek, mint a dekádcsöken normál működtetéséhez szükséges továbbító amplitudók, s a 6. ábra adataiból kiszámított ionizációs csatolás értéke mindig közel 100 %-nak adódik, noha pozíció-instabilitást nem tapasztaltunk.



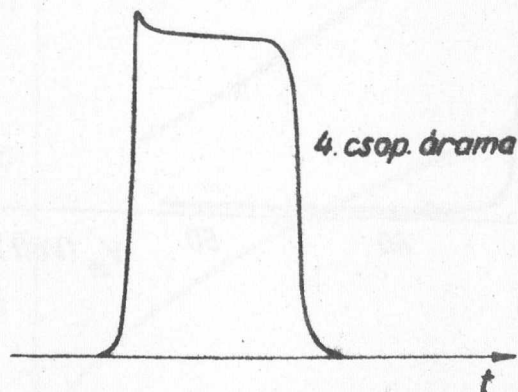
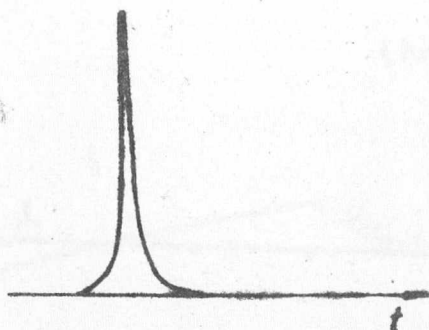
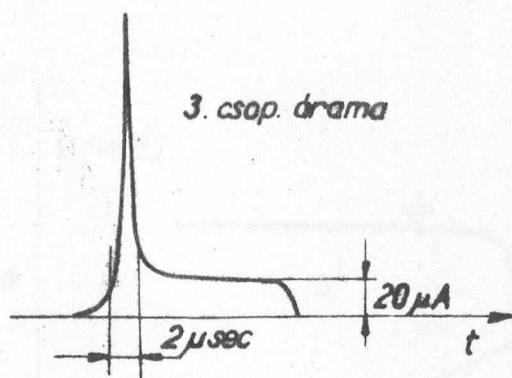
6. ábra

A probléma tisztázására a következő vizsgálatokat végeztük: Periódikus körbenhaladás alatt oszcilloszkópon meghatároztuk a 3. és 4. elektród-csoport áramának időbeli lefolyását. Sinusos vezérlés esetén a következő eredményt kaptuk: /7a. ábra/. A görbe lefutása nem függ lényegesen a frekvenciától. A 6. ábrán látható lassu átmenet nem indokolja a 3. elektród-csoport áramának ilyen meredek felugrását, sinusos, tehát aránylag lassan növekvő továbbító potenciál alkalmazásakor. Meglepő még az is, hogy a 4. elektród gyújtása után is folyik áram a 3. csoport megfelelő elektródáján. Ezen utóáram a szubnormális glimmkisülés felső határának megfelelő intenzitású.

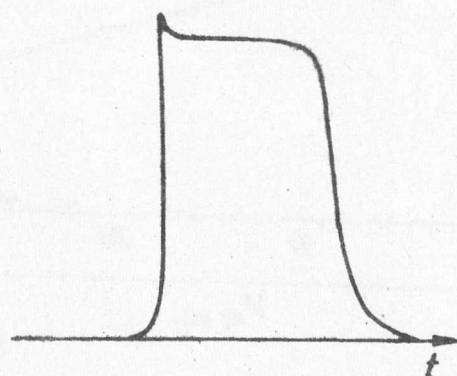
Összehasonlításul a régi csőtípuson is végeztünk hasonló méréseket /7b. ábra/. E méréseink adatai szerint itt szintén gyors

az áramváltás, viszont a 3. elektródról a 4.-re való áttérés nagyobb időkéssel következik be, s utóáram nem észlelhető.

A gyors áramváltást megmagyarázza azonban az egyenfeszültséggel történő pozícióváltás karakterisztikájának vizsgálata. Ezt



7/a. ábra



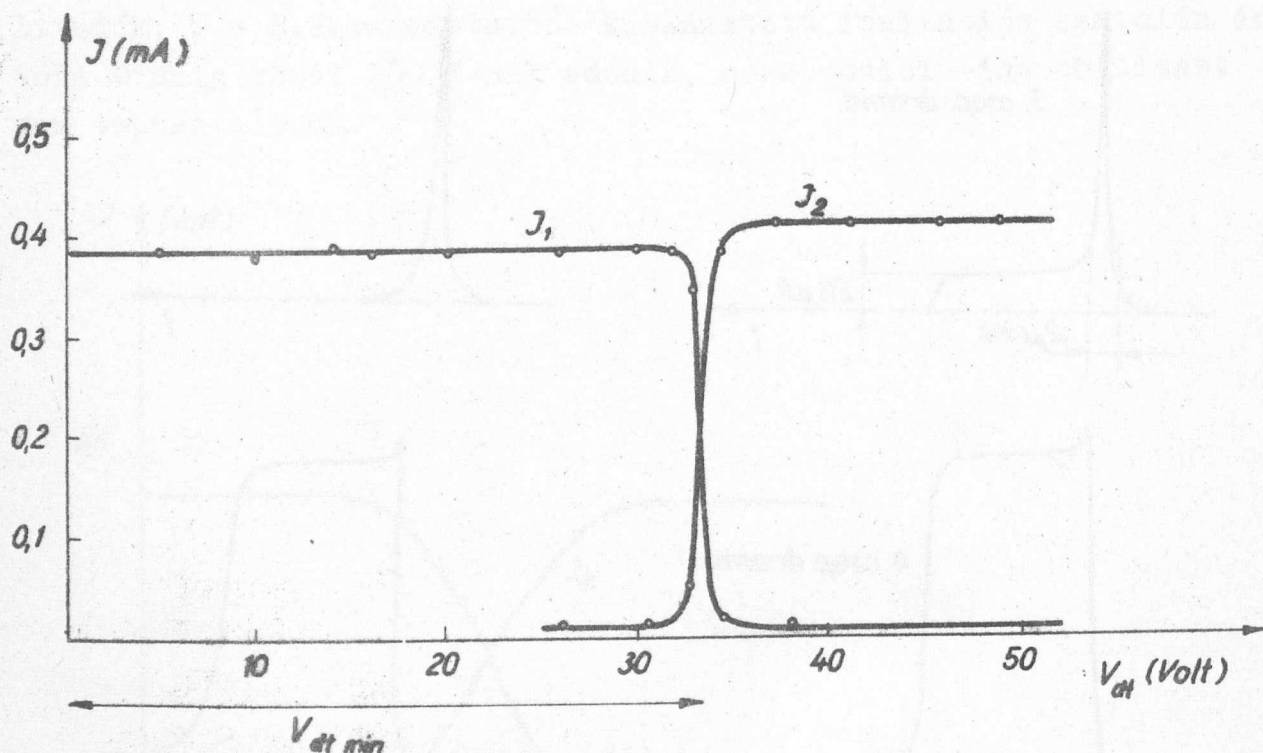
7/b. ábra

a karakterisztikát a 8. ábrán láthatjuk. A görbe az 1. ábra szerinti kapcsolásban mérhető, ha egyenfeszültség változtatással az 1. és 2. csoport potenciálját csökkentjük.

A potenciál csökkenésével az áram ugrásszerűen /pontos meghatározások szerint 0,5 V-on belül/ megy át a szomszédos elektródra. Ez az ugrás indokolja a 7. ábrán látható görbe meredek felmenő ágát.

A gyors visszatérés/keskeny csucs/ viszont úgy értelmezhető, hogy a kb. mikroszekundumnyi időtartam alatt a katód körül kialakul a glimm kisülést jellemző potenciáeloszlás és ezzel együtt a következő elektróddal való ionizációs csatolás. A kisülés tehát azonnal továbbhalad, mivel az áram miatt az R_1 ellenálláson létrejött feszültségesés az első csoportot pozitívabbá teszi a másodikonál.

A 8. ábra áramváltásának potenciálja (V_{dt}) természetesen a normál-üzem továbbítófeszültsége /dekád továbbítófeszültség, vagy minimális továbbító impulzus/, mely az előzőekben definiált és mért V_t -nél nagyobb.



8. ábra

A V_{dt} -ből számítható "effektív" ionizációs csatolás most már csak 50-60 %-nak adódik, s ez indokolja is a tapasztalt pozíció stabilitást.

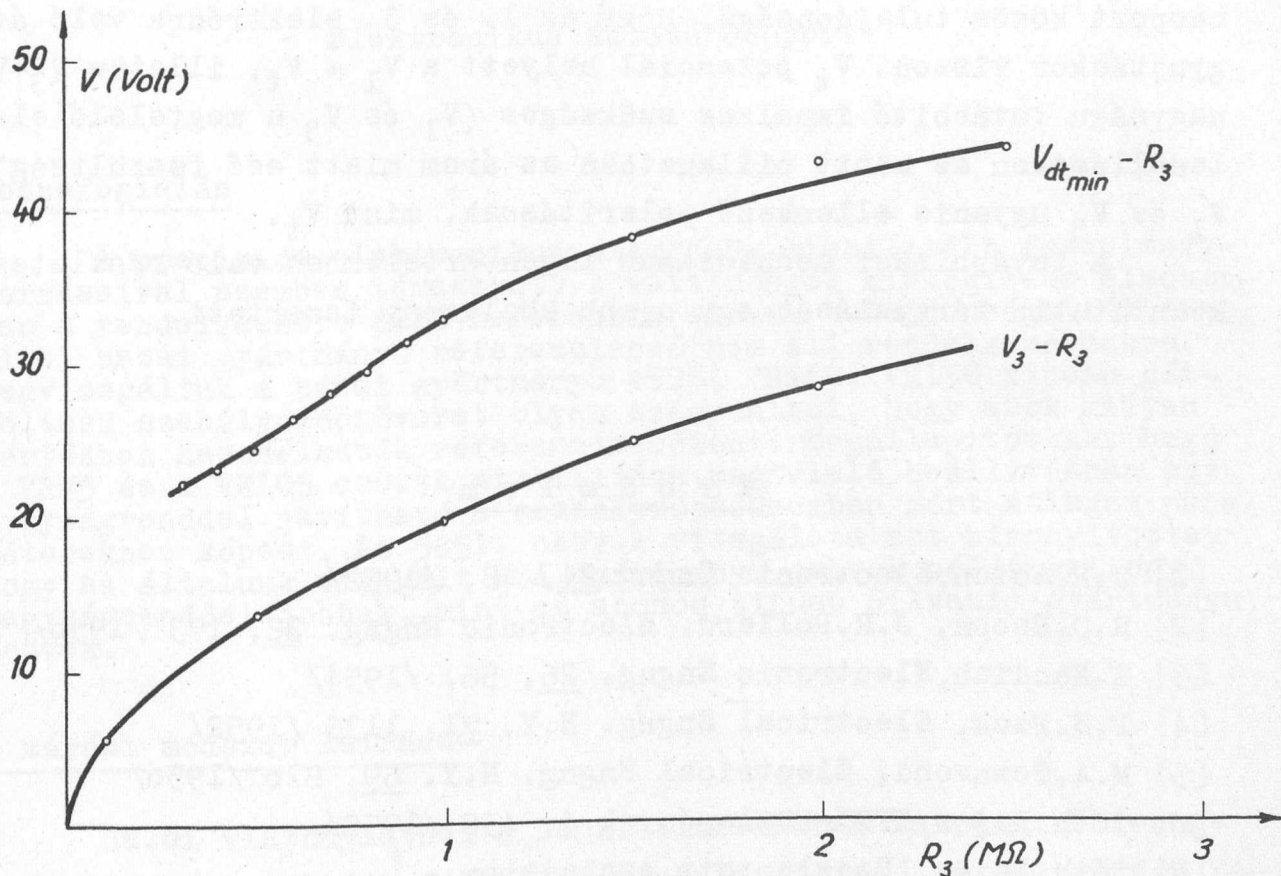
Az ilyen eltérő eredményekre vezető 6. és 8. ábrák mérőberendezése éppen az ellenállásokban különböznek.

A továbbítási mechanizmus vizsgálatához további adatokat nyújt a 9. ábra.

Itt az R_3 ellenállás /lásd 1. ábra/ függvényében a ráeső feszültséget, s a továbbhaladáshoz szükséges minimális impulzusamplitudót ábrázoltuk. Az R_3 ellenállásra eső feszültség alatt az előzőekben említett utóáram miatti feszültség értendő.

Feltűnő, hogy a két görbe közel párhuzamosan halad, s ez a tény arra mutat, hogy a továbbításnál az R_3 ellenállás lényeges szerephez jut. A két görbe ordináta különbségei nem nagy faktorban különböznek az eredeti definíciónak megfelelő V_t további feszültségtől.

Kvalitatíve könnyű a jelenség értelmezése. A dekádcső szabályos pozícióváltásához ugyanis nem elegendő az I. és 2. továbbító csoport soron következő elektródjainak begyújtása, mely adott ionizációs csatolás esetén a továbbító impulzus növelésével elérhető. Az impulzus végén ui. nem kívülről betáplálendő újabb nega-



9. ábra

tív impulzus viszi át a kisülést, a megfelelő 3., majd 4. elektródra, hanem az első két csoport eredeti pozitív potenciálra emelkedése eredményezi a kisülés továbbhaladását. Ez persze egyenértékű egy a másik kettőre /3. és 4./ betáplált negatív impulzussal.

Az 1. és 2., illetve a 3. és 4. csoport a továbbítás szempontjából mégis lényegesen különböző tulajdonságaik. A továbbítás céljából az 1. és 2. elektródokra betáplált negatív impulzus hatására begyújtott első elektród R_1 ellenállásán létrejött feszültségesés viszi át 2.-re a kisülést. Ez a feszültségesés az árammal és ezen keresztül a továbbító impulzus nagyságával növelhető, tehát az 1.-2. átmenet elvben bármilyen kis R_1 esetén is elérhető.

A 3-4. átmenetnél viszont a R_3 ellenállásra eső feszültséget a tápfeszültség szolgáltatja s ez az adott kapcsolásban állandó. A 4. elektródra az R_3 feszültség esése (V_3) juttatja át a kisülést éspedig akkor, ha eléri V_t nagyságát. Az áramerősség közvetve a cső munkaellenállásától is függ, a teljes pozícióváltás feltétele ennek megfelelően az, hogy az R_3/R_a kifejezés egy, a cső egyéb adatai által megszabott minimális értéknél nagyobb legyen. A két csoport közös tulajdonsága, hogy az 1. és 3. elektródra való átgujtáskor viszont V_t potenciál helyett a $V_1 + V_t$, illetve $V_3 + V_t$ nagyságú továbbító impulzus szükséges (V_1 és V_3 a megfelelő ellenállásokon az adott pillanatban az áram miatt eső feszültség), V_1 és V_3 ugyanis ellenkező polaritásúak, mint V_t .

A továbbítási mechanizmus ilyen értelemben való részletes kvantitatív tárgyalását egy újabb közlemény ismerteti.

I r o d a l o m

- [1] J.R.Acton, Electronic Engng. 24, 48, /1952/
- [2] R.C.Bacon, J.R.Pollard, Electronic Engng. 22, 173 /1950/
- [3] K.Kandiah, Electronic Engng. 26, 56, /1954/
- [4] P.S.Peck, Electrical Engng. N.Y. 71, 1136 /1952/
- [5] M.A.Townsend, Electrical Engng. N.Y. 69, 810 /1950/
- [6] Tóth Lajos, KFKI Közlemények 4, 438 /1956/
- [7] Tóth Lajos, Bejelentett szabadalom.
- [8] G.H.Hough. D.S.Ridler, Electronic Engng. 24, 152 /1952/

Kivonat az 1958.szeptember hóban a Gázkisülési Kollokviumon tartott előadásból.

KFKI Közlemények 6.évf. 6.szám, 1958.

A HAZAI GYÁRTMÁNYU GÁZTÖLTÉSŰ FESZÜLTSGSTABILIZÁTOR ÉS AZ 5651-ES GÁZTÖLTÉSŰ REFERENCIACSŐ VIZSGÁLATA

Irta: Molnár István

Elektronikus Kutató Csoport

Összefoglalás

A precíziós elektronikus áramkörök stabilizált feszültségforrásaival szemben támasztott követelmények kielégítése elsősorban a rendelkezésre álló referencia elemek tulajdonságaitól függ. Mivel hazai gyártmányu referenciacső nem áll rendelkezésünkre, megvizsgáltuk a hazai gyártmányu VR75, VR105, VR150 típusu gáztöltésű szabályozócsöveket olyan szempontból, hogy azok milyen mértékben használhatók referenciacsőként. Megállapítottuk, hogy a VR75 és a VR105 csövek stabilitása megfelelő beállításban egy nagyságrenddel javítható a szabályzócsőüzemben mért átlagos paraméterekhez képest. Az 5651. csövek vizsgálata azt bizonyította, hogy az általunk vizsgált RCA gyártmányu csövek példányai egy nagyságrenddel jobbak, mint az azonos típusu Sylvania gyártmányu csövek.

A mérési módszer leírása

Hazai viszonylatban a legáltalánosabban használt referencia elem a gáztöltésű feszültségstabilizátorcső. A gáztöltésű feszültségstabilizátor csövek fizikája és alkalmazási lehetőségei ismertek [1,2]. Az ilyen típusu csövek vizsgálatát többen elvégezték [3,4]. Ezek a vizsgálatok a specifikált adatok szórását állapítják meg, de nem vizsgálták a tipikusan szabályozócsövek tulajdonságait olyan szempontból, hogy azok milyen mértékben használhatók referenciacsöveknek. Ezért a fenti szempontok alapján megvizsgáltuk a VR75, VR105, VR150 szabályzócsöveket, valamint összehasonlítási alapul az RCA és Sylvania gyártmányu 5651. gáztöltésű referenciacső tulajdonságait.

Méréseink során minden típusból 3-3 db csövet mértünk. A hazai gyártmányu csöveket különböző gyártási periódusból vettük

ki, hogy tájékozódást kapjunk a minőség állandóságáról.

A vizsgált csövek számát azért választottuk viszonylag kicsire, mert vizsgálatunk célja nem a specifikált értékek szórásának meg-

állapítása volt, hanem a csőka-

rakterisztikák változásának

meghatározása a hőmérséklet-

változás és a terhelésválto-

zás függvényében. Méréseink

során az ismert alapkapcso-

lást használtuk /1.ábra/, a-

hol V_1 a vizsgált gáztöltésű

cső, R_1 az áramkorlátozó el-

lenállás és R_{n1} , R_{n2} normál-

ellenállások. A mért csöve-

ket termosztátba helyeztük,

anódfeszültségüket normálel-

lenállással a kívánt értékre leosztottuk, az osztási ponton lévő

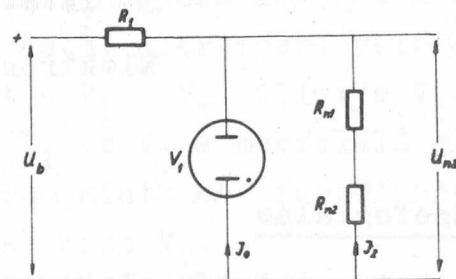
feszültséget egyenfeszültségű kompenzátoron normálelemhez képest

mértük. A hőmérséklet $\pm 0,05^\circ\text{C}$ -nál jobban nem változott, a cső

anódáramát pedig $\pm 0,5\%$ -ra stabilizáltuk. A mérőrendszert úgy

alakítottuk ki, hogy $\pm 2\text{ mV}$ anódfeszültségváltozást 5% -os hibá-

val tudjunk leolvasni.



1. ábra

Az egyes típusú csöveken a következő méréseket végeztük el:

1. Beállási idő ($T_0 = \text{sec}$).

Konstans hőmérsékleten a csöveket közepes anódárammal üzemeltetve a bekapcsolástól számítva az az idő, amely alatt a cső stabil állapotba kerül. Stabil állapotnak azt nevezzük, amikor a cső monoton feszültségváltozása megszűnik (8.ábra).

2. Hőfoktényező ($\tau = \text{mv}/^\circ\text{C}$).

A cső anódfeszültségváltozását vizsgáltuk a környezet hőmérsékletváltozásának függvényében konstans anódáram mellett.

3. Időbeli stabilitás ($S_t = \text{mv}/\text{óra}$).

Különböző konstans hőmérsékletszinten, különböző konstans anódáramokkal vizsgáltuk a cső időbeli stabilitását T_0 idő eltelte után egy órán keresztül. Vizsgáltuk, hogy milyen viszonyok között valósul meg, hogy az 1 órán keresztül mért anódfeszültségváltozás közel lineáris legyen és a zajfeszültség minimális.

4. A cső zajfeszültsége ($U_z = \text{mV}$).

Az időbeli stabilitás mérésénél észleltük, hogy a csövek anódfeszültsége külső hatásoktól függetlenül megváltozik, a változások nagyságrendje 10-100 mV és jellegüknél fogva zajfeszültségként foghatók fel.

5. Hiszterézis görbe.

Ismert, /2./ hogy a gáztöltésű feszültségstabilizátor csövek anódfeszültség-anódáram karakterisztikája olyan, hogy az azonos anódáramváltozásra fellépő feszültségváltozás egy 0 szinthez képest nem egyezik meg egymással, ha az áram iránya növekvő, illetve csökkenő. A két érték közötti különbség jellemző a cső minőségére, illetve a cső visszatérési pontosságára.

6. Feszültségszabályozási tulajdonságok (S_s).

A cső teljes anódáramváltozásához tartozó ΔU_a feszültségváltozást viszonyítottuk a névleges anódfeszültséghez.

$$S_s = \frac{\Delta U_a}{U_a}$$

A fenti szempontok alapján mérési eredményeinket az 1. táblázatba foglaltuk össze. A csillaggal jelölt értékek az ugrásszerű feszültségváltozásokra vonatkoznak, mert ezek átlagértéke nagyságrenddel nagyobb, mint a cső 1 órára vonatkoztatott monoton anódfeszültségváltozása.

A mérési eredmények elemzése

VR75 csövek vizsgálata

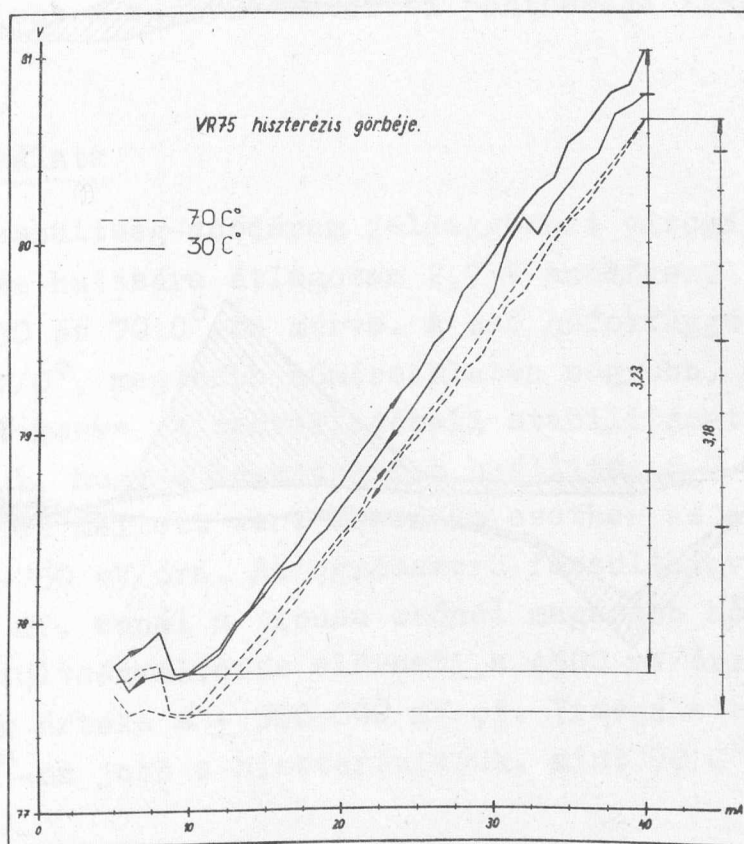
A csövek anódfeszültség-anódáram karakterisztikáját vizsgálva 5-40 mA anódáram értékek között átlagosan 3,3 V anódfeszültségváltozást tapasztaltunk 30 °C-on mérve. Magasabb hőmérsékleten, 70 °C-on a fenti érték 3,6 V-ra adódik. A karakterisztikákat vizsgálva megállapítható /2. ábra/, hogy a cső hiszterézise 70 °C-on kisebb, mint 30 °C-on. A csövek hőfokfüggőségét vizsgálva azt tapasztaltuk, hogy átlagosan -7,4 mV/°C. A csövek időbeli stabilitását vizsgálva konstans hőmérsékleten és konstans anódárammal a következőket állapítottuk meg. Ismeretes [2,4], hogy a csövek külső hatásoktól függetlenül anódfeszültségüket megváltoztatják, a

1.sz. táblázat.

Tipus	ΔJ_a [mA]	ΔU_a [V]	Hőfoktényező [T -mV/°C]	Zajfeszültség [U_z -mV]		S_t [mV/óra]	S_t [mV/óra]	Stabilitás		
				$t=30^\circ\text{C}$ $J_a=6\text{ mA}$	$t=30^\circ\text{C}$ $J_a=25\text{ mA}$	$t=30^\circ\text{C}$ $J_a=6\text{ mA}$	$t=30^\circ\text{C}$ $J_a=25\text{ mA}$	referencia $J_a=6\text{ mA}$ $t=30^\circ\text{C}$	referencia $J_a=25\text{ mA}$ $t=30^\circ\text{C}$	szabályzó
VR75	5-40	3,3	-7,4	$\pm 30-50$	$\pm 200-300$	$\pm 150-200$	$\pm 300-400$	$\pm 2,7 \cdot 10^{-3}$	$\pm 5,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
VR105	5-40	2,7	+ 10 max. 40	$\pm 30-50$	$\pm 500-600$	$\pm 200-250$	$\pm 500-600$	$\pm 2,4 \cdot 10^{-3}$	$\pm 5,7 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$
VR150	5-30	4,2	max. ± 10	$\pm 250-300$	$\pm 2000-3000$	$\pm 2000-3000$	$\pm 2000-3000$ *	$\pm 2 \cdot 10^{-2}$	$\pm 2 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$ $5,3 \cdot 10^{-2}$
	5-40	8,0								
RCA 5651	1-3,5	5	30-50	0	0	$J_a=3\text{ mA}$ $\pm 3-5$		$6 \cdot 10^{-5}$		$5,7 \cdot 10^{-2}$
Sylvania 5651	1-3,5	5		$\pm 40-50$		$J_a=3\text{ mA}$ $\pm 40-50$		$\pm 6 \cdot 10^{-4}$		$5,7 \cdot 10^{-2}$

A táblázatból kitűnik, hogy nagyobb anódáramnál nemcsak a zajfeszültség növekszik meg, hanem az 1 óra alatt mért stabilitás is rosszabb.

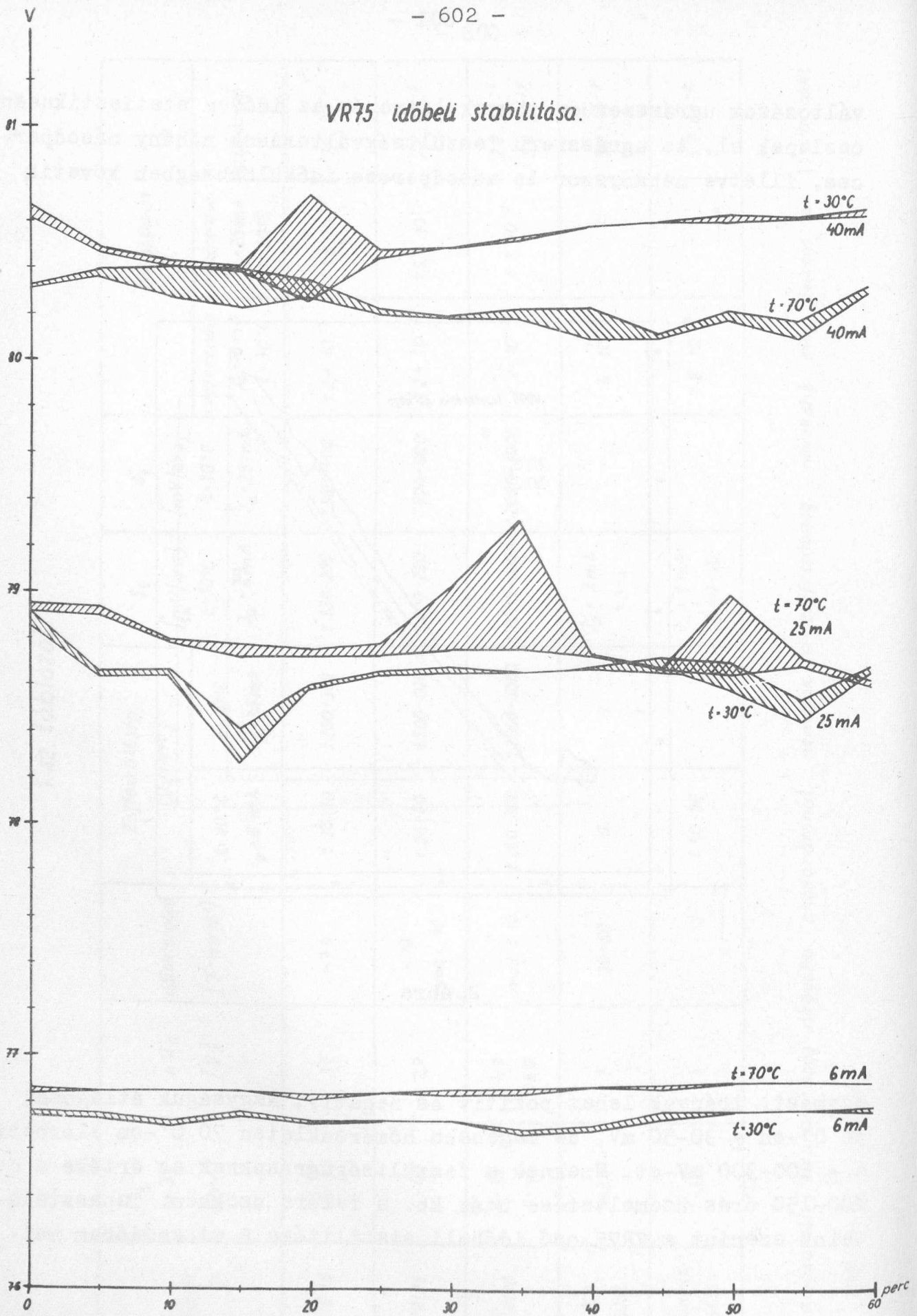
változások ugrásszerűen jönnek létre és az időben statisztikusan oszlanak el. Az ugrásszerű feszültségváltozások néhány másodperces, illetve néhányszor 10 másodperces időkülönbségben követik



2. ábra

egymást, irányuk lehet pozitív és negatív. Nagyságuk átlagosan 30°C°-on ± 30 -50 mV, de magasabb hőmérsékleten 70°C°-on elérheti a ± 200 -300 mV-ot. Ezeknek a feszültségugrásoknak az értéke a cső 100-150 órás üzemeltetése után kb. a felére csökken. Tapasztalataink szerint a VR75 cső időbeli stabilitása 6 mA anódáram mel-

VR75 időbeli stabilitása.



3. ábra

lett a legjobb /3. ábra/. A csövek időbeli stabilitását konstans hőmérsékleten és anódárammal a bekapcsolás után T_0 idő elteltével 1 órán keresztül mértük. 30 C°-on a "stabilitás" átlagértéke ± 80 -100 mV/óra, és az erre szuperponálódó feszültségugrások értéke max. ± 30 -50 mV. Ez a beállítás a legalkalmasabb, ha a csövet referenciaelemnek használjuk. Feszültségszabályozásra 25 mA anódáram mellett 70 C° hőmérsékleten a legkedvezőbb a beállítás, mert itt a legjobb a cső visszatérési pontossága /legkisebb a hiszterézis/.

VR105 cső vizsgálata

Az anódfeszültség-anódáram jelleggörbét vizsgálva 5-40 mA anódáramváltozás hatására átlagosan 2,7 V anódfeszültség változást mértünk, 30 és 70 C°-on mérve. A cső hőfokfüggősége 50 C°-ig átlag $+10$ mV/C°, magasabb hőmérsékleten nagyobb, max. 40 mV/C° 50-70 C° között mérve. A csövek időbeli stabilitását vizsgálva azt tapasztaltuk, hogy a legkedvezőbb beállítás 6-7 mA anódáram, 30 C° hőmérséklet mellett van. Ebben az esetben az anódfeszültségváltozás ± 200 -250 mV/óra. Az ugrásszerű feszültségváltozások max. értéke ± 30 -50 mV. ennél a típusu csőnél magasabb hőmérsékleten az időbeli feszültségváltozás elérheti a 4500 mV/órát is és a feszültségugrások értéke a ± 500 -600 mV-ot. Vizsgálataink szerint a csöveknek 30 C°-on jobb a hiszterézisük, mint 70 C°-on.

VR150 cső vizsgálata

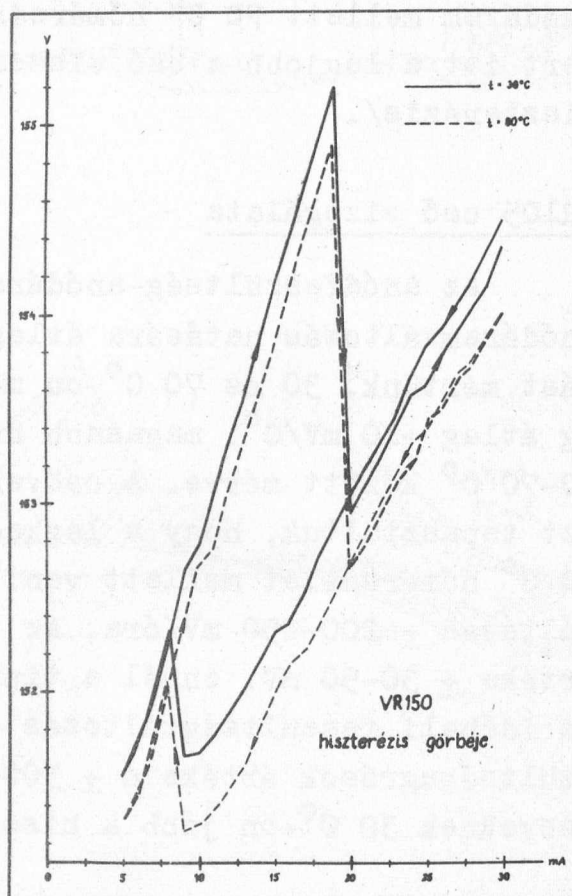
Az anódfeszültség-anódáram görbét vizsgálva 5-30 mA-es anódáram változásra 4,2 V-os anódfeszültségváltozást mértünk 30 illetve 80 C°-on. 5-40 mA-es anódáramváltozás hatására átlag 8 V feszültségváltozást mértünk. A csövek hőfokfüggősége nagyobb ingadozásokat mutat a többi csöveknél, lehet pozitív és negatív is, de tapasztalataink szerint a ± 10 mV/C°-ot nem haladja meg. Az anódfeszültségre szuperponálódó statisztikus eloszlású feszültségugrások átlagértéke ± 250 -300 mV. de kedvezőtlen körülmények között magasabb hőmérsékleten elérheti a 2-3 V-os feszültségugrásokat is. Ezeknél a csöveknél az időbeli "stabilitás" mérése nem lehetséges. A hiszterézis görbén nagymértékű feszültségugrások 10 és 20 mA anódáram környezetében tapasztalhatók, 20 és 30 mA kö-

zött a hiszterézis a legkisebb, ezért szabályozóüzem beállításban az üzemeltetési viszonyok itt a legkedvezőbbek, mert itt a cső visszatérési pontossága a legnagyobb /4.ábra/.

5651.cső vizsgálata

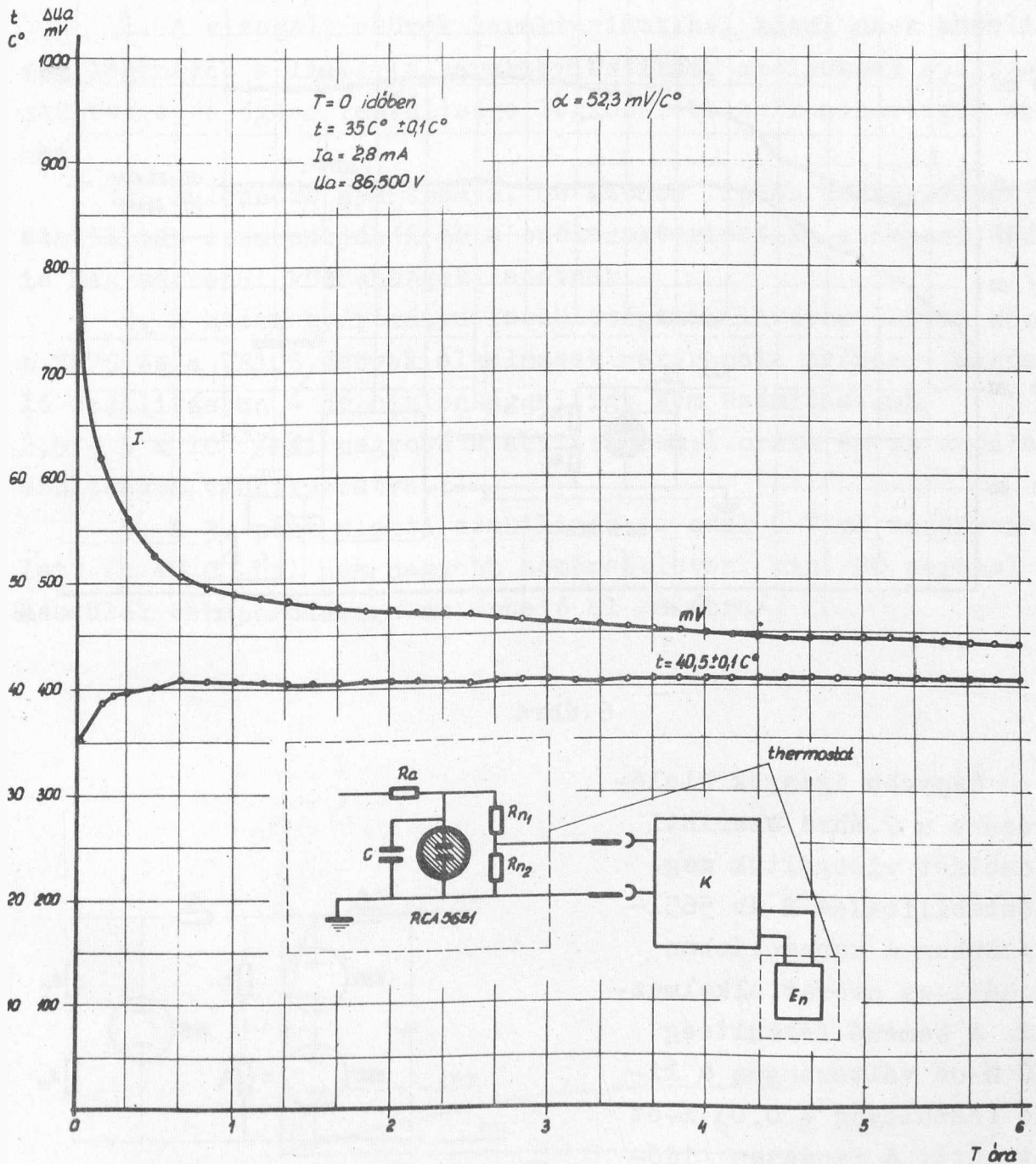
Vizsgálatainkat kiterjesztettük az 5651.referenciacső tulajdonságainak megállapítására. Ezek közül az RCA és Silvania csöveket vizsgáltuk 1-3,5 mA anódáram tartományban. Az anódfeszültség-anódáram karakterisztikát vizsgálva megállapítottuk, hogy az anódfeszültség-változás átlagértéke 5 V. A csövek hőfokfüggősége 5-30 mV/C° érték közé esik, de hőmérsékletimpulzus hatására az RCA 5651.cső elérheti az 50 mV/C°-ot is. Az 5.ábrán látható mérési eredményt úgy mértük, hogy a mérés előtt a cső 24 órán keresztül 35 C°-on volt, T=0 időben a hőmérsékletet impulzusszerűen növeltük 5 C°-al. A hőfokkarakterisztika különlegessége, hogy szobahőmérséklet környezetén a hőfokfüggőség előjelet vált /6.ábra/.

Ezt a tényt a csövek beállításánál előnyösen lehet kihasználni, mint a későbbiekben azt látni fogjuk. A vizsgált csöveknél azt tapasztaltuk, hogy akár hőmérséklet, akár anódáram változást szenved el a cső, kb. 4-6 óra szükséges ahhoz, hogy újból stabil állapotba kerüljön. Az új stabil állapot minden esetben más feszültségrétekre áll be, mint ahol az előző volt. Az időbeli stabilitást vizsgálva azt tapasztaltuk, hogy az RCA csöveken nincs ugrásszerű feszültségváltozás. Ezekkel a csövekkel max. 5 mV/órás stabilitás érhető el. A Silvania gyártmányu csövek időbeli sta-

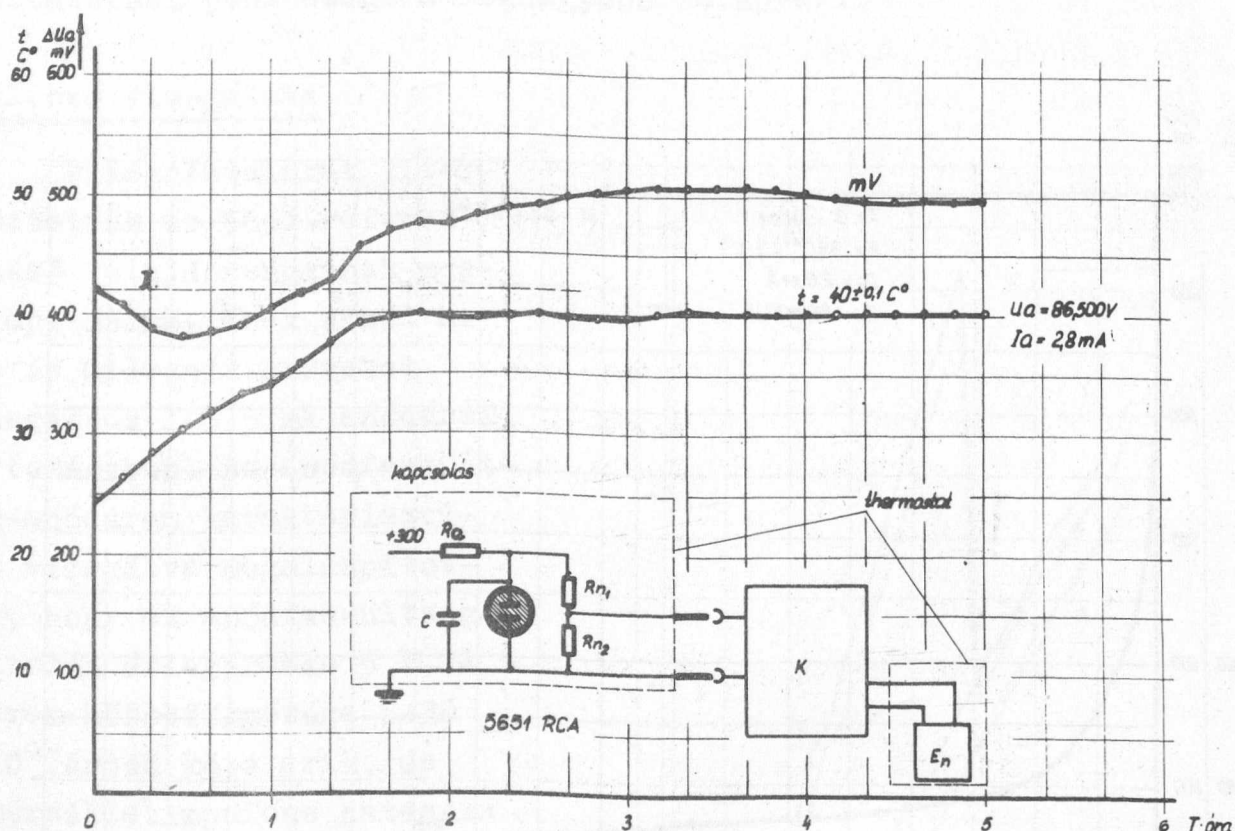


4.ábra

bilitása kedvezőtlenebb, ennek értéke 10-20 mV/óra és ± 50 mV átlagosan, max. ± 100 mV a feszültségugrások értéke.

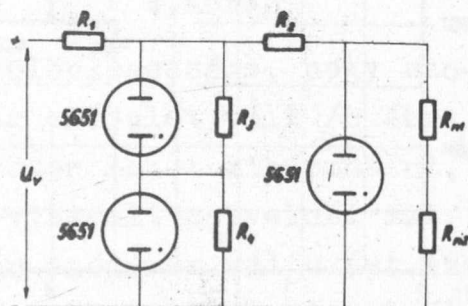


5. ábra



6. ábra

Nagyobb igények kielégítésére a 7. ábra szerinti kapcsolást vizsgáltuk meg. /Előstabilizálás 2 db 5651-el./ Ebben a kapcsolásban RCA 5651-es csövet alkalmaztunk. A bemenő feszültség $\pm 10\%$ -os változására a kimenő feszültség $\pm 0,03\%$ -ot változott. A rendszer időbeli stabilitása 1-2 mV/óra értékre csökkent és feszültségugrásokat nem tapasztaltunk. Méréseinket ezzel a kapcsolással 27-33 °C hőmérséklet közötti tartományban végeztük és azt tapasztaltuk, hogy a rendszer



7. ábra

stabilitását vizsgáljuk meg. /Előstabilizálás 2 db 5651-el./ Ebben a kapcsolásban RCA 5651-es csövet alkalmaztunk. A bemenő feszültség $\pm 10\%$ -os változására a kimenő feszültség $\pm 0,03\%$ -ot változott. A rendszer időbeli stabilitása 1-2 mV/óra értékre csökkent és feszültségugrásokat nem tapasztaltunk. Méréseinket ezzel a kapcsolással 27-33 °C hőmérséklet közötti tartományban végeztük és azt tapasztaltuk, hogy a rendszer

hőfokfüggősége gyakorlatilag 0, mert a csövek hőfokkarakterisztikája ennél az értéknél előjelet vált.

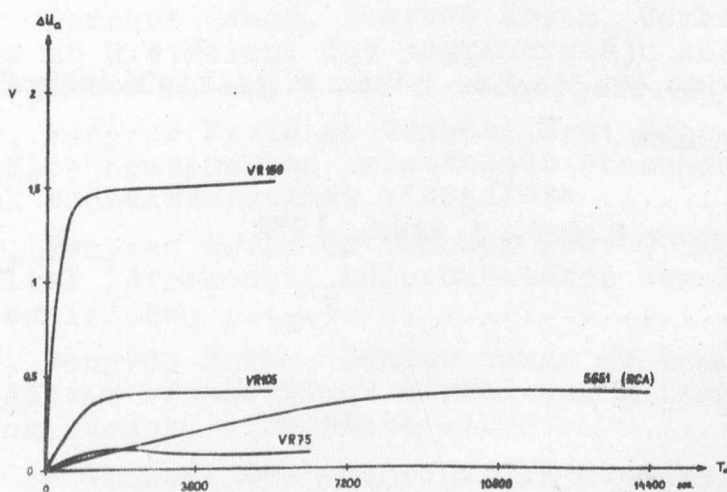
Általánosságban megállapítható, hogy:

1. A vizsgált csövek karakterisztikái közül azok közelítik meg leginkább a lineáris karakterisztikát, amelyeknek gyújtási feszültsége és égési feszültsége legközelebb esik a névleges értékhez.

2. Különböző gyártmányu, de azonos típusu csövek között stabilitás szempontjából és a csőkarakterisztika szempontjából is nagyságrendi különbségek lehetnek.

3. A hazai gyártmányu feszültségstabilizátor csövek közül a VR75 és a VR105 csövek alkalmasak referencia csőnek - megfelelő beállításban - de biztonsággal így sem számíthatunk $2,5 - 3 \times 10^{-3}$ -nál nagyobb stabilitásra, 1 órára és az anódfe-
szültségre vonatkoztatva.

4. A 3. pont alatti stabilitás is csak 6-7 mA anódáram mellett és 40°C -nál nem nagyobb hőmérsékleten, min. 30 perccel a készülék bekapcsolása után érhető el /8.ábra/.



8. ábra

5. A fenti értékek a csövek öregbitésével 0,5-1 nagyságrenddel javíthatók.

6. Az 5651.referenciacsövek közül az RCA gyártmányu csövekkel $\pm 6 \times 10^{-5}$ stabilitás érhető el, 1 órára és az anódfe-szültségre vonatkoztatva. A cső bekapcsolás után 3-5 óra múlva éri el a stabil állapotot.

Ezuton fejezem ki köszönetemet Zsdánszky Kálmán oszt.vez.katrásnak a probléma felvetéséért, Haiman Ottó oszt.vez.h.kar-társnak értékes tanácsaiért, valamint Pátkay Laura kartársnőnek, a mérések alkalmával tanusított szorgalmas és lelkiismeretes munkájáért.

-.--.

I r o d a l o m

- [1] J.Slepian and R.C.Mason: Electrical Discharges in Gases. Electrical Eng. 53, 511 /1934/
- [2] F.A.Benson: Voltage Stabilized Supplies. MacDonald: Lon-don, 1957
- [3] W.G.Hoyle: Long-Term Tests on the Voltage Stability of Gas-Discharge-Tube Types 5651 and OG3. Rev.Sci.Instr.1956. june, 415.
- [4] A.Jacobson and J.V.Holdam: Regulator Elements. Electronic Instrument. Radiation Laboratory Series 21. Chapter 15.

Elhangzott 1958.szeptember hóban a gázkisülések fizikájáról tar-tott kollokviumon.

KFKI Közlemények 6.évf, 6.szám, 1958.

ÖSSZESÍTETT TARTALOMJEGYZÉK AZ 1958.ÉVBEN
MEGJELENT SZÁMOKHOZ

	Oldal
Almássy Gyula, Ördögh Mária, Schneer Anna: Adatok az urán, tórium és cirkon analitikájához	292
Ádám András és Kosály György: A diffúziós és lelassulási- hossz meghatározásának néhány kérdéséről	3
Ádám András és Bata Lajos: A diffúziós és a lelassulási- hossz mérése vízben	14
Bakos József: 10^{-6} sec felbontóképességű dekadikus impul- zusosztó	99
Bardócz Árpád: Új nagy pontosságú rendszer időben felbontott spektroszkópiához	497
Bata Lajos: 1. Ádám András és Bata Lajos	14
Bata Lajos: 1. Pál Lénárd, Kiss István és Bata Lajos	207
Binder Gyula és Lajtai Albert: Plasztik-foszforsók kidolgo- zása és kimérése I.	49
Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi An- tal: Magaktív részecskéket tartalmazó kiterjedt lé- gizáporok vizsgálata	36
Bozóki György, Domokos Gábor, Fenyves Ervin, Gombosi Éva, K.Lanius és H.W.Meier: Egy nagyenergiájú kölcsönha- tás vizsgálata	105
Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva: Nagyenergiá- jú magkölcsönhatásokban keletkezett szekunder ré- szecskék szögeloszlásának vizsgálata	339
Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva: 9 BeV-os pro- tonok által létrehozott kölcsönhatások tanulmányozá- sa fotoemulzióban	351
Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi An- tal: Magaktív részecskéket tartalmazó kiterjedt lé- gizáporok további vizsgálata	433
Bozóki György és Gombosi Éva: Nagyenergiájú magkölcsönha- tások anizotrópiájának vizsgálata	439
Bozóky László és Vödrös Dániel: Alumíniumkohókban termelt fémmennyiségek mérése	285
Deézsi Irén: Hetes felső vibrációs állapotú β -sávok ész- lelése a NO-molekula szinképében	524

	Oldal
Domokos Gábor: 1. Bozóki György, Domokos Gábor, Fenyves Ervin, Gombosi Éva, K.Lanius és H.W.Meier	105
Domokos Gábor: A Hamilton-Jacobi egyenlet a klasszikus tér-elméletben	159
Erő János: Rádiófrekvenciás energiamoduláció Thoneman-ionforrásnál	129
Falta Éva és Láng László: Az ultraibolya spektroszkópia alkalmazásai. III. A keverékszinképek jelentősége	165
Falta Éva, Ladik János és Láng László: Angulárisan kondenzált aromás szénhidrogének szinképeinek vizsgálata kísérleti és elméleti módszerekkel	172
Fenyves Ervin: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi Antal	36
Fenyves Ervin: 1. Bozóki György, Domokos Gábor, Fenyves Ervin, Gombosi Éva, K.Lanius és H.W.Meier	105
Fenyves Ervin: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi Antal	433
Fenyves Ervin: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva	351
Fenyves Ervin, Gombosi Éva és Surányi Péter: 10 és 1000 GeV közötti priméreneergiájú magkölcsonhatások	345
Fenyves Ervin: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva	339
Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos: Vizsgálatok a C^{15} atommag 16,1 MeV energiájú gerjesztett nívóján	454
Fodor Miklós, Földes Péter, Molnár Ferenc, Stocker Lajos és Szabó Elek: Magyarországi uránércek kémiai feldolgozásával kapcsolatos kutatások	305
Fodorné Csányi Piroska: Hidrogén-deutérium kicserélődésének vizsgálata heterogén fázisban, ionkicserélőkön. I. Kationcserélők	71
Fogarassy Bálint, Keszthelyi Lajos és Varga Péter: A Compton-effektus problémáiról	454
Fogarassy Bálint: Inkohereus tér és elektronok kölcsönhatása	489
Földes Péter: 1. Fodor Miklós, Földes Péter, Molnár Ferenc, Stocker Lajos és Szabó Elek	305
Gombosi Éva: 1. Bozóki György, Domokos Gábor, Fenyves Ervin, Gombosi Éva, K.Lanius és H.W.Meier	105
Gombosi Éva: 1. Fenyves Ervin, Gombosi Éva és Surányi Péter	345
Gombosi Éva: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva	339
Gombosi Éva: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin és Gombosi Éva	351

	Oldal
Gombosi Éva: 1. Bozóki György és Gombosi Éva	439
Graff György és Jánossy Lajos: A fény klasszikus fluktuációjának vizsgálata	329
Györgyi Géza: Kötétt állapotok a mezonpár-elméletben /az $N\bar{K}$ hyperon-modell/	373
Hoffmann Tibor: Tulhevitett szilárd test létrehozásának lehetősége reaktorokban	262
Hoffmann Tibor és Németh Géza: Reaktorkéményekből származó radioaktiv szennyeződés atmoszférikus diffúziójának számítása	275
Hrehuss Gyula, Neszmélyi András és Simonyi Károly: Gyors neutron spektrométer	22
Imre Lajos: Hordozómentes radioaktiv izotópok előállítása I. Hordozómentes radioizotóp preparátumok új előállítási módszereinek elvi alapjai	530
Jánossy Lajos: 1. Graff György és Jánossy Lajos	329
Kántor Tibor: Alumíniumötvözetek spektroszkópos vizsgálata nitrogénatmoszférában	56
Keszthelyi Lajos és Zimányi József: Részecskék polarizációja a Li^8 -bomlásban	358
Keszthelyi Lajos: 1. Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos	454
Keszthelyi Lajos: 1. Fogarassy Bálint, Keszthelyi Lajos és Varga Péter	462
Kiss Árpád István: Néhány speciális mezóméria-jelenség tanulmányozása	552
Kiss István: 1. Pál Lénárd, Kiss István és Bata Lajos	207
Kosály György: 1. Ádám András és Kosály György	3
Ladik János: 1. Falta Éva, Ladik János és Láng László	172
Lajtai Albert: 1. Binder Gyula és Lajtai Albert	49
Láng László: 1. Falta Éva és Láng László	165
Láng László: 1. Falta Éva, Ladik János és Láng László	172
K.Lanius: 1. Bozóki György, Domokos Gábor, Fenyves Ervin, Gombosi Éva, K.Lanius és H.W.Meier	105
Lovas István: Rugalmasan szórt fotonok polarizációja	367
Marx György: A fermionok másodrendű hullámegyenletéről	384
Marx György: A folytonos transzformációk alaptétele a kvantumelméletben	397
Marx György és Menyhárd Nóra: A kozmikus neutrínó-sugárzásról	485
H.W.Meier: 1. Bozóki György, Domokos Gábor, Fenyves Ervin, Gombosi Éva, K.Lanius és H.W.Meier	105

Menyhárd Nóra: Egy új kiválasztási szabály gyenge kölcsönhatásokra	380
Menyhárd Nóra: 1. Marx György és Menyhárd Nóra	485
Molnár Ferenc és Tóth György: A Th, Zr és Nb anioncserés elválasztása szulfátos közegből	66
Molnár Ferenc: 1. Fodor Miklós, Földes Péter, Molnár Ferenc, Stocker Lajos és Szabó Elek	305
Molnár István: A hazai gyártmányú gáztöltésű feszültségstabilizátor és az 5651-es gáztöltésű referenciacső vizsgálata	597
Neszmélyi András: 1. Hrehuss Gyula, Neszmélyi András és Simonyi Károly	22
Neszmélyi András és Pál Gabriella: Plasztik foszforok vizsgálata neutron energiamérés céljára	138
Németh Géza: 1. Pál Lénárd és Németh Géza	246
Németh Géza: 1. Hoffmann Tibor és Németh Géza	275
Orient Ottó: Önkioltó számlálócsőben létrejövő többszörös kisülések mechanizmusának vizsgálata	558
Ördögh Mária: 1. Almássy Gyula, Ördögh Mária és Schneer Anna	292
Pál Gabriella: 1. Neszmélyi András és Pál Gabriella ..	138
Pál Lénárd, Kiss István és Bata Lajos: A "Dowtherm A" moderátor paramétereinek vizsgálata különböző hőmérsékleten	207
Pál Lénárd: Neutronsokszorozás statisztikus ingadozásai ..	222
Pál Lénárd és Németh Géza: Nagyenergiájú részecskékkel besugárzott szilárd testek rácssérüléseinek statisztikus elmélete	246
Sándor Tamás: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi Antal	36
Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc: A Nemzetközi Geofizikai Évre épített és földalatti félköbös geometriájú számlálócsőteleszkóp és első méréseredményei	117
Sándor Tamás: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi Antal	433
Schneer Anna: 1. Almássy Gyula, Ördögh Mária és Schneer Anna	292
Sebestyén Béla: Huzalpotenciométer méretezése adott jellegű görbe alapján	198
Siklós Tivadar és Sz.V.Tyablikov: Az egytengelyű kristályok ferromágneses anizotrópiája kvantumelméletéhez	408
Simonyi Károly: 1. Hrehuss Gyula, Neszmélyi András és Simonyi Károly	22

Somogyi Antal: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi Antal	36
Somogyi Antal: 1. Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc	117
Somogyi Antal: 1. Bozóki György, Fenyves Ervin, Sándor Tamás és Somogyi Antal	433
Stocker Lajos: 1. Fodor Miklós, Földes Péter, Molnár Ferenc, Stocker Lajos és Szabó Elek	305
Surányi Péter: 1. Fenyves Ervin, Gombosi Éva és Surányi Péter	345
Szabó Elek: 1. Fodor Miklós, Földes Péter, Molnár Ferenc, Stocker Lajos és Szabó Elek	305
Szabó Pál: Finomkristályos szénféleségek által szórt intenzitások számításáról	147
Szabó Pál: Neutrodiffraktométer kollimátorának méretezése és elhelyezése	475
Tarnóczi Tivadar: 1. Zsigmond György és Tarnóczi Tivadar ...	420
Tóth Lajos: Hidegkatódos glimmszámlálók gyújtási és stabilitási problémái I.	586
Tóth György: 1. Molnár Ferenc és Tóth György	66
Telbisz Ferenc: 1. Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc	117
Sz.V.Tyablikov: 1. Siklós Tivadar és Sz.V.Tyablikov	408
Varga Péter: 1. Fogarassy Bálint, Keszthelyi Lajos és Varga Péter	462
Vödrös Dániel: 1. Bozóky László és Vödrös Dániel	285
Zimányi József: 1. Keszthelyi Lajos és Zimányi József	358
Zimányi József: Polarizált nehéz részecskék emisszióját követő gamma sugarak cirkuláris polarizációja	361
Zsigmond György és Tarnóczi Tivadar: Homogén mágneses terek előállítása kompenzált szolenoiddal	420

TUDOMÁNYOS PUBLIKÁCIÓK AZ 1958.ÉVBEN

- Almássy Gy.-Ördögh M.-Hadobás B.: Adatok a tórium kromatográfiájához.
Magyar Kémiai Folyóirat 64, 240 /1958/
- Almássy Gy.-Ördögh M.-Schneer A.: Analysis of Uranium, Thorium and Zirconium.
II. Genfi Konferencia. Geneva Paper P/1718/1958.
- Bata L.-Kiss I.-Pál L.: Investigation on the Moderating Parameters of "Dowtherm A" at Different Temperatures.
II. Genfi Konferencia. Geneva Paper P/1730/1958.
- Berkes I.: Effect of Magnetic Stray Field on the Location of Image in Nuclear Spektrometers.
Acta Physica 9, 13 /1958/
- Berkes I.-Demeter I.-Kostka P.: A KFKI Atomfizikai Osztályának 1 MV-os Van de Graaff gyorsítója.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 209 /1958/
- Binder Gy.-Vincze A.-Tanka D.: Die Wirkung von Röntgenbestrahlung auf Serumeiweiss. Die Veränderung der in vitro bestrahlten Serumeiweisse.
Acta Physiologica 13, 249 /1958/
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Gombosi É.: On the Angular Distribution of Shower Particles Generated in High-Energy Nuclear Interactions.
Nuclear Physics 8, 199 /1958/
- Bozóky Gy.-Fenyves E.-Sándor T.-Somogyi A.: Investigation of Extensive Air Showers Containing Nuclear Active Particles.
Nuclear Physics 7, 677 /1958/
- Bozóky L.-Vödrös D.: Determination of Current Efficiency in Aluminium Furnaces.
II. Genfi Konferencia. Geneva Paper P/1725/1958.
- Bozóki L.: Vergleich der Strahlendosen in der Umgebung der durchgestrahlten Gewebe bei Röntgen und Gammastrahlen.
Berichte d. Biophysik. Tag. Oberhof, 1958.
- Bozóky L.: Nov aparat za izmervene na atomnite izlucsvanija.
Priroda 7, 80 /1958/
- Bozóky L.: Védekezés atommagsugárzás ellen. Könyv.
Műszaki Könyvkiadó 1958.

- F.Csányi P.: Hidrogén deutérium kicserélődésének vizsgálata heterogén fázisban, ionkicserélőkön. Kationcserélők I.
Magyar Kémiai Folyóirat 64, 417 /1958/
- Dohán I.-Gémesi T.-Sándor T.-Somogyi A.: Bestimmung des Verhältnisses zwischen der Zahl der Photonen und der Zahl der Elektronen in den ausgedehnten Luftschauern der kosmischen Strahlung mittels einer Wilson-Kammer.
Acta Physica 9, 97 /1958/
- Domokos G.: Production of Heavy Unstable Particles.
Acta Physica 9, 49 /1958/
- Erő J.: Radiofrequency Modulation in the Thoneman Ion Source.
Nuclear Instruments 3, 303 /1958/
- Fáthy F.-Bukovszky F.: Elemi módszer nátriumklorid kristály rács-energiáinak kiszámítására.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 453 /1958/
- Fáthy F.-Bukovszky F.: Elementary Method for the Calculation of the Lattice Energies of the NaCl Crystal.I.
Acta Physica 8, 89 /1958/
- Fenyves E.-Gombosi É.-Surányi P.: Investigation of Nuclear Interactions of Energie between 10 and 1000 GeV.
1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN.
- Filipovszky A.-Skrzypczak E.-Somogyi A.: Two Events of Mesonic Decay of Hyperfragments in Flight.
Nuclear Physics 7, 643 /1958/
- Fodor M.: Urán mennyiségi meghatározása ioncserélős-komplexonos elválasztás alkalmazásával.
MTA Kém.Oszt.Közleményei 9, 463 /1958/
Magyar Kémiai Folyóirat 64, 229 /1958/
- Györgyi G.-Überall H.: Parity Non-Conservation and Transverse Polarisation of β Particles.
Nuclear Physics 5, 405 /1958/
- Györgyi G.-Überall H.: Parity Non-Conservation and Transverse Polarization of β Particles: Added Remarks.
Nuclear Physics 6, 539 /1958/
- Hedvig P.: Ferromagnetic Resonance Absorption in Permenorm at 1,64 cm Wavelength.
Acta Physica 8, 437 /1958/
- Hoffmann T.: A reverzibilis mágnesezés elmélete. Válogatott fejezetek a mágnességről.
Akadémiai Könyvkiadó /1958/
- Hoffmann T.: Über die atomistischen Theorien des Schmelzens.
Erfurter Festkörperphysik Tagung Közl. /1958/

- Hoffmann T.: A Possibility of Preparing Overheated Solid State in Reactors.
II.Genfi Konferencia. Geneva Paper P/1714/1958/.
- Hoffmann T.-Németh G.: Calculations Relating the Atmospheric Diffusion of Radioactive Contamination from the Stack of a Reactor.
II.Genfi Konferencia. Geneva Paper P/1714/1958/.
- Hrehuss Gy.-Neszmélyi A.-Simonyi K.: Fast Neutron Time Flight Spectrometer.
Periodica Polytechnica 2, 131 /1958/
- Imre L.- Tóth B.: Hordozónélküli Ba^{140} és La^{140} izotópok előállítás.
Magyar Kémiai Folyóirat 64, 266 /1958/
- Jánossy L.-Náray Zs.: A fény interferenciajelensége igen alacsony intenzitáson /kinai nyelven/
Acta Physica Sinica 14, 37 /1958/
- Jánossy L.-Náray Zs.: Az interferenciajelenség intenzitásfüggetlenségéről.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 105 /1958/
- Jánossy L.-Sándor T.-Somogyi A.: A kozmikus sugárzás kiterjedt légizáporainak kísérleti vizsgálata.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 307 /1958/
- Jánossy L.: Znacsenyije filozófii delja fiziceseszkih iszszledoványij
Voproszi Filozofii 4, 98 /1958/
- Jánossy L.-Sándor T.-Somogyi A.: The Temperature Effect of Extensive Air Showers.
Nuovo Cimento Supplemento 8, 701 /1958/
- Jánossy L.: Plancks Philosophische Ansichten in der Physik.
Max Planck Festschrift 1958.
- Jánossy L.-Náray Zs.: Investigation into Interference Phenomena at Extremely Low Light Intensities by Means of a Large Michelson Interferometer.
Nuovo Cimento Supplemento 9, 588 /1958/
- Kántor K.-Zsdánszky K.: Automatikus üzemi Wilson-kamra kozmikus sugárzás vizsgálatára.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 191 /1958/
- Kántor K.: 0-4 atmoszféra nyomású csővezetékben alkalmazható, egyszerű elektromágneses folyadékcsap.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 373 /1958/
- Keszthelyi L.-Erő J.: (γ , p) Reaction in Na^{23} , K^{39} , J^{127} and Cs^{133} Nuclei.
Nuclear Physics 8, 650 /1958/

- Keszthelyi L.-Erő J.: (γ , p) reakciók Na²³, K³⁹, J¹²⁷ és Cs¹³³ atommagokban.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 553 /1958/
- Keszthelyi L.-Zimányi J.: Polarisation of β Particles in Li⁸-Decay.
Nuovo Cimento 10, 909 /1958/
- Kiss I.-Opauszki I.: B¹⁰ izotóp dúsítása kémiai kicserélődéssel.
Magyar Kémiai Folyóirat 64, 267 /1958/
- Koch J.: Kioltókör önkiooltó GM-csővekhez.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 133 /1958/
- Koch J.: Study of Some Characteristics of the GM-Discharge.
Nuclear Instruments 2, 34 /1958/
- Láng L.-Falta É.: Spektroskopische Untersuchungen der Ultraviolett-absorption von katakondensierten Kohlenwasserstoffen. II.
Exp. Techn. der Phys. 6, 37 /1958/
- Lovas I.: Polarization of Elastically Scattered Gamma Rays.
Nuclear Physics 8, 115 /1958/
- Lovas I.: Annihilation of Polarized Positrons in Ferromagnetic Materials.
Acta Physica 8, 441 /1958/
- Nagy L.: Shower Production at Small Thicknesses of Absorber.
Acta Physica 2, 63 /1958/
- Náray Zs.: On the Counting Technique of Individual Photons of Visible Light.
The Congress of 4. Rassegna Internationale 577 /1958/
- Náray Zs.-Varga P.: A buraeffektus hatása a fényérzékeny elektron-sokszorozók sötétáramára.
Magyar Fizikai Folyóirat 6, 437 /1958/
- Németh J.: The Energy Distribution of Protons Emitted in (n,p) Reactions.
Nuclear Physics 6, 686 /1958/
- Pál L.: On the Theory of Stochastic Processes in Nuclear Reactors.
Nuovo Cimento Supplemento Ser.X.7.25 /1958/
- Pál L.: Válogatott fejezetek a ferromágnesség köréből c. könyv IX.fejezete: Ferromágneses anyagok viselkedése váltakozó elektromágneses terekben.
Akadémiai Kiadó, 1958.
- Pál L.-Németh G.: Statiszticeszkaja teorija narusenij resetki tverdih tjel oblucsennih bisztrimi nejtronami.
II.Genfi Konferencia. Geneva Paper P/1712/1958.
- Pál L.: Statistical Fluctuation of Neutron Multiplication.
II.Genfi Konferencia. Geneva Paper P/1710/1958.

Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.-: A kozmikus sugárzás intenzitásának regisztrálása 7,9 m mélységben.

Magyar Fizikai Folyóirat 6, 295 /1958/

Schmidt Gy.: Electrical Discharges in High Vacuum.

Acta Physica 9, 1 /1958/

Schneer A.-Halmos N.: Zirkónium-morin rendszer vizsgálata.

Magyar Kémiai Folyóirat 64, 371 /1958/

K.Somogyi I.: Izucsenije szkoroszti rasztvorenija okszidnoj plenki na aljuminij.

Zsurnal Prikladnoj Himii, 31, 497 /1958/

Surányi P.: On the Decay of Positive K-Mesons.

Acta Physica 9, 447 /1958/

Szabó E.-Fodor M.-Földes P.-Molnár F.-Stocker L.-Vigvári M.:

Rezultatü isszledovanij po himicseszkoj obrabotke vengerszkih uranovüh rud.

II.Genfi Konferencia. Geneva Paper P/1719/1958/

Zimányi J.: Angular Correlation between Recoil Nucleus and Gamma Quantum in Electra Capture.

Nuclear Physics 6, 625 /1958/

Zimányi J.-Nagy K.: Angular Correlation Between Neutrino and Gamma Quantum Released by Electron Capture.

Nuclear Physics, 9, 329 /1958/

A kiadásért felelős a Felsőoktatási Jegyzetellátó Vállalat igazgatója

Megrendelve: 1959.II.6.

Példányszám: 450

Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok
szerint 23,5 (Á/5) ív terjedelemben 74 ábrával

FELSOOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT

Felelős: Heitter Imre

9 - 205